PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 21 — 1. November 1933 — 34. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 23 am 14. November 1933.

INHALT:

Vorträge und Diskussionen des IX. Deutschen Physikertages in Würzburg, vom 18.–22. September 1933:

F. Kirchner, Künstliche Atomzertrümmerung. Mit Tafel VI und VII. S. 777.

H. Falkenhagen und W. Fischer, Zur Theorie der nichtstationären Vorgänge in Elektrolytlösungen und einige Fragen der Elektrolytforschung. S. 786.

A. Smakula, Über die Lichtabsorption der Metalle. S. 788.

Originalmitteilungen:

J. Claußnitzer, Über die Wirkung der ultravioletten Belichtung auf den elektrischen Funken. S. 791.

Besprechungen:

G. Brion und V. Vieweg, Starkstrommeßtechnik. S. 808.

A. Rehm und K. Vogel, Exakte Wissenschaften. S. 808.

O. Veblen, Projektive Relativitätstheorie. S. 808.

Personalien. S. 808.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES IX. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN WÜRZBURG, VOM 18.—22. SEPTEMBER 1933.

Fritz Kirchner (München), Künstliche Atomzertrümmerung[1]. Mit Tafel VI und VII.

Unter Atomzertrümmerung versteht der Physiker heute ein Experiment, bei dem eine Umwandlung chemischer Elemente erzielt wird; wenn wir also von Atomzertrümmerung sprechen, dann denken wir allgemein an eine künstlich erzwungene Elementverwandlung. Der Charakter des einzelnen chemischen Elements ist eindeutig festgelegt durch die Ordnungszahl im periodischen System, das ist die Gesamtladung des Atomkerns, gemessen in Einheiten der Elementarladung. Da nun im Atomkern praktisch die gesamte Atommasse und damit eine gewaltige Energie konzentriert ist, kann eine Verwandlung der Elemente nur von solchen Einwirkungen auf den Atomkern erwartet werden, bei denen eine entsprechende Energie in genügend großer Konzentration an den Kern herangebracht wird. Dies ist zuerst ermöglicht worden durch Bombardement der Kerne mit den α-Strahlen radioaktiver Substanzen[2]), die uns die Natur – freilich in allzu sehr begrenzter Menge – zur Verfügung stellt. Das Thema „Künstliche Atomzertrümmerung", das mir zu diesem Vortrag gestellt wurde, habe ich nun so verstanden, daß ich mich nicht mit den Zertrümmerungsversuchen befassen soll, bei denen radioaktive oder andere von der Natur zur Verfügung gestellte Strahlen benutzt werden, sondern daß ich zeigen soll, wieweit wir heute Elemente verwandeln können mit solchen Hilfsmitteln, die wir uns im Laboratorium erst künstlich herstellen. Als geeignete Hilfsmittel kommen, wie wir eben gesehen haben, Strahlen mit starker Energiekonzentration in Betracht: schnellbewegte Atomkerne, schnelle Elektronen oder schließlich Lichtquanten von genügend großer Energie. Alle diese Strahlenarten müssen grundsätzlich imstande sein, Elemente zu verwandeln, wenn sie in genügend enge Wechselwirkung mit den Atomkernen treten; experimentell erfaßt und untersucht ist aber bisher nur die Atomzertrümmerung durch schnellbewegte Atomkerne, und zwar in erster Linie durch Wasserstoffkerne. Wir haben uns also auch nur mit dieser Art von künstlicher Atomzertrümmerung zu befassen.

A. Versuchstechnik.

Zunächst einige historische Bemerkungen: Schon vor mehr als 20 Jahren sind von deutschen Forschern die Strahlungen untersucht

1) Vortrag, der am 18. September 1933 auf der Würzburger Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft gehalten wurde.

2) E. Rutherford Phil. Mag. **37**, 581, 1919.

worden, die z. B. beim Auftreffen von Wasserstoffkanalstrahlen auf *Li*-Salze emittiert werden[1]). Wir wissen heute, daß dabei auch zweifellos eine künstliche Atomzertrümmerung in gewissen Ausmaßen bereits stattgefunden hat; da aber das Hauptaugenmerk der physikalischen Forschung damals auf die durch die äußere Atomhülle bedingten Erscheinungen konzentriert war, wurden keine Versuche angestellt, die zur Feststellung einer etwaigen Elementverwandlung hätten führen können. Erst die Erfahrungen über die Atomzertrümmerung durch radioaktive Strahlen ließen den Versuch einer Zertrümmerung durch im Laboratorium hergestellte Entladungsstrahlen in den Bereich der wissenschaftlichen Erwägung treten; ein Erfolg solcher Versuche schien aber gerade nach diesen Erfahrungen nur möglich zu sein, wenn ganz erheblich höhere Entladungsspannungen verwendet würden, als sie bisher im physikalischen Laboratorium üblich waren. Man versuchte deshalb zunächst unter Aufwendung von großen Hilfsmitteln und vieler Mühe möglichst hohe Entladungsspannungen herzustellen und die dafür geeigneten Entladungsröhren zu konstruieren[2]). Soweit es sich bei diesen Versuchen aber um stoßweise Gasentladungen durch Funken, also um kurze Entladungsstöße aus Kondensatoren handelt, scheinen sie wegen des schwer übersehbaren Strom- und Spannungsverlaufs und wegen des kaum vermeidbaren oszillatorischen Charakters einer derartigen Entladung für quantitative Zertrümmerungsversuche bis jetzt nicht geeignet zu sein. Dagegen hat sich als sehr gut brauchbar das von W. Wien[3]) stammende Verfahren der Nachbeschleunigung der Kanalstrahlen erwiesen: die Strahlen einer gewöhnlichen Entladungsröhre werden nach ihrem Austritt aus dem Kanal in einem hochevakuierten Raum durch eine möglichst hohe, besondere Spannung „nachbeschleunigt". Die Technik dieser Nachbeschleunigung ist von der Wienschen Schule in München zuerst entwickelt und im Prinzip unverändert von Cockroft und Walton in Cambridge übernommen und im Jahre 1932 zu den ersten künstlichen Zertrümmerungsversuchen an Lithium ausgebaut worden[4]). Der entscheidende Versuch gelang mit relativ niedrigen Entladungsspannungen; er war veranlaßt durch eine Bemerkung von Gamow, daß vom Standpunkt der Wellenmechanik[1]) ein merkbarer Erfolg schon mit Wasserstoffkanalstrahlen zu erwarten sei, die nur eine Spannung von wenigen hunderttausend Volt durchlaufen haben.

Die Nachbeschleunigungsmethode ist wohl auch heute noch die am meisten angewendete Methode. Auf der andern Seite sind aber — von Lawrence und seinen Mitarbeitern[2]) in Amerika und von Gehrtsen[3]) in Deutschland — verschiedene Verfahren ausgearbeitet worden, bei denen die zu beschleunigenden Teilchen dieselbe Spannung mehrere oder sogar sehr viele Male durchlaufen; von diesen scheint am erfolgreichsten eine von Lawrence und Livingstone ausgearbeitete Methode zu sein, deren Prinzip das folgende ist. Zwischen zwei halbkreisförmigen flachen Metallkästen liegt ein schnelles Wechselfeld ($\lambda \approx 10 - 50$ m). In der Mitte der Kästen befindet sich eine Protonenquelle; die Kästen werden zwischen die Pole eines starken Elektromagneten gebracht. Die Zeit, die die Protonen im Magnetfeld H zum Durchlaufen eines Halbkreises brauchen, ist

$$t = \frac{\varrho\pi}{v} = \frac{\pi m}{eH} \quad \left(\text{da } \frac{mv^2}{\varrho} = evH!\right),$$

also unabhängig von ϱ und v. Bei richtiger Abstimmung von Wellenlänge und Magnetfeld wird erreicht, daß die Protonen beim jedesmaligen Passieren des Spalts zwischen den Kästen von der vollen Scheitelspannung der Schwingung im gleichen Sinne beschleunigt werden und so mehrere Hundert Male auf einer Kreisbahn mit immer größer werdendem Radius herumlaufen.

Die eigentliche Technik der Zertrümmerung besteht darin, daß man die genügend hochbeschleunigten Protonen — wenn nötig, nach ihrer Homogenisierung durch ein Magnetfeld — im Hochvakuum auf die zu zertrümmernde Substanz auffallen läßt. Die von der getroffenen Substanz ausgeschleuderten Trümmer können dann entweder im Hochvakuum selbst oder nach ihrem Austritt durch ein dünnes Glimmer- oder Cellophanfenster nachgewiesen und untersucht werden. Als Nachweismittel wurden von Cockroft und Walton der Szintillationsschirm und die Ionisationskammer mit Verstärker und Registriereinrichtung, von andern Forschern teils dieselben

1) Stark u. Wendt, Ann. d. Phys. **38**, 669, 1912.
2) Lauritsen u. Bennett, Phys. Rev. **32**, 322 u. 850, 1928. — Brasch u. Lange, Naturw. **18**, 16 u. 765, 1930; Zeitschr. f. Phys. **70**, 10, 1931. — Tuve, Breit, Pahl u. Hafstad, Phys. Rev. **35**, 51, 66 u. 1406, 1930; **36**, 2161, 1930; **39**, 384, 1932 u. a.
3) W. Wien, Ann. d. Phys. **8**, 260, 1902 u. **77**, 313, 1925. — F. Hoffmann, Ann. d. Phys. **77**, 302, 1925.
4) Cockroft u. Walton, Nature **129**, 242, 1932; Proc. Roy. Soc. Lond. **137**, 229, 1932.

1) Vgl. Gamow, Zeitschr. f. Phys. **51**, 204, 1928.
2) A. Lawrence u. Sloan, Proc. Nat. Acad. USA. **17**, 64, 1931; Phys. Rev. **38**, 586, 1931. — Lawrence u. Livingstone, Phys. Rev. **40**, 19, 1932.
3) Chr. Gehrtsen, Naturw. **20**, 743, 1932.

Methoden, teils der Spitzenzähler und das Zählrohr benutzt; vom Vortragenden wurde seit einem Jahre die Nebelkammer zum Studium der Zertrümmerungserscheinungen herangezogen[1]).

B. Ergebnisse.

1. Abhängigkeit des Zertrümmerungseffekts von der Protonenenergie.

Bei ihren ersten Versuchen über die Zertrümmerung von *Li* stellten Cockroft und Walton von einer Protonenenergie von 125 kV an deutliche Szintillationen am Leuchtschirm fest, deren Zahl mit wachsender Protonenenergie annähernd exponentiell anstieg. Die Versuche von Cockroft und Walton mit Lithium und Bor sind von verschiedenen Autoren auf niedrigere[2]) und höhere[3]) Protonenenergien ausgedehnt worden. Nach unten hin ist ein Zertrümmerungseffekt beobachtet worden beim Lithium von Rausch v. Traubenberg, Eckardt und Gebauer bzw. von Döpel bis herunter zu 13 bzw. 10 kV, beim Bor von Döpel bis zu etwa 30 kV. Ähnliche Versuche mit niedrigen Spannungen haben vor kurzem Oliphant und Rutherford durchgeführt; sie beobachteten aber einen Zertrümmerungseffekt beim Lithium nur bis zirka 30 kV, beim Bor nur bis zirka 70 kV herunter. Mit zunehmender Protonenenergie nimmt die Ausbeute an Bor erheblich schneller zu wie an Lithium; schon mit zirka 160 kV erhält man bei Bor einen erheblich stärkeren Zertrümmerungseffekt wie bei *Li*. Genauere Messungen der Spannungsabhängigkeit der Ausbeute sind von Rutherford und Oliphant durchgeführt worden; ihr Ergebnis ist aus Fig. 1 ersichtlich.

Oberhalb einer Protonenenergie von 400 kV läßt sich nach Henderson und Lawrence, Livingstone und White die Ausbeute aus *Li* durch die Formel darstellen:

$$N = C(V^{3/2} - V_0^{3/2});$$

da anderseits auch die Reichweite der Protonen prop. $V^{3/2}$ ist, ergibt sich für große Protonenenergien für die Ausbeute eine einfache Proportionalität mit der Reichweite, d. h. mit der Zahl der durchlaufenen *Li*-Kerne. Ähnliches gilt für Bor von einer etwas höheren Spannung an.

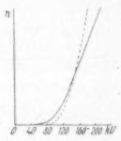


Fig. 1. Zahl der emittierten α-Teilchen als Funktion der Protonenenergie: — *Li*, --- *B*. (Oliphant und Rutherford).

Dieser Befund ist offensichtlich so zu deuten, daß die Wahrscheinlichkeit des Eindringens eines Protons in den *Li*-Kern anfangs von Null an mit zunehmender Energie rasch zunimmt, bis bei etwa 400 kV der konstante Endwert 1 erreicht ist. Über die Absolutausbeuten sind noch keine wirklich zuverlässigen Angaben möglich, weil sie stark von der Oberflächenbeschaffenheit des Materials abhängen[1]). Die Größenordnung der Ausbeute beim *Li* ist 10^{-9} bei 200 kV, 10^{-15} bei 20 kV.

2. Reichweite der Trümmer.

1. Lithium. Die ersten genaueren Reichweitenmessungen an Lithium sind von Cockroft und Walton[2]) durchgeführt worden; sie schlossen aus Absorptionsmessungen (Fig. 2, s. S. 780), daß die Trümmer unabhängig von der Protonenenergie eine Reichweite von 8,4 cm besitzen (entsprechend einer Energie von $8{,}6 \cdot 10^6$ *e*-Volt). Die gleiche Reichweite fand Döpel bei 30 kV. Die Abhängigkeit der Reichweite von der Emissionsrichtung der Teilchen ist bisher noch nicht untersucht worden; sie muß, wie vom Vortragenden[3]) gezeigt wurde, schon bei einer Protonenenergie von 150 kV ganz beträchtlich sein. Wenn man nämlich für den hier vorliegenden Umwandlungsprozeß (vgl. 3a) die Erhaltung von Energie und Impuls voraussetzt, dann muß ein in Richtung eines Protonenstrahls von 150 kV ausgeschleudertes Teilchen eine um $1{,}1 \cdot 10^6$ *e*-Volt größere Anfangsenergie haben,

1) Nach Abschluß des Manuskripts erschienen zwei neue Arbeiten aus dem Cavendish-Laboratorium (Proc. Roy. Soc. **141**, Sept. 1, 1933), in deren einer ebenfalls Nebelkammeraufnahmen zum Studium der Zertrümmerung herangezogen sind. Die Ergebnisse dieser Arbeiten wurden soweit als möglich nachträglich in das Manuskript eingearbeitet.

2) Gehrtsen, Naturw. **20**, 743, 1932; Kirchner, Phys. Zeitschr. **33**, 777, 1932; Rausch v. Traubenberg, Eckardt u. Gebauer, Naturw. **21**, 26, 1933; R. Döpel, Zeitschr. f. Phys. **81**, 821, 1933; Rutherford u. Oliphant, Proc. Roy. Soc. **141**, 259, 1933.

3) Lawrence, Livingstone u. White, Phys. Rev. **42**, 150, 1932; Henderson, Phys. Rev. **43**, 98, 1933; White u. Lawrence, ebenda S. 304; Livingstone u. Lawrence, ebenda S. 369; Tuve, Hafstad u. Dahl, ebenda S. 942.

1) Kirchner, Phys. Zeitschr. **33**, 777, 1932.

2) Cockroft u. Walton, Proc. Roy. Soc. **137**, 229, 1932.

3) Kirchner, Sitz.-Ber. d. bayr. Akad. d. Wiss. v. 5. März 1933, S. 132.

wie ein in der entgegengesetzten Richtung ausgeschleudertes Teilchen (der entsprechende Reichweitenunterschied ist $1^1/_2$ cm!). Aus dem

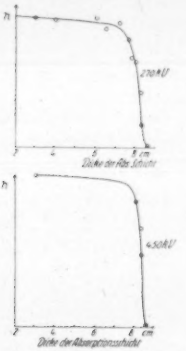


Fig. 2a und b. Zahl der registrierten α-Teilchen am Lithium als Funktion der Dicke der Zwischenschicht. (Cockroft und Walton.)

gleichen Grunde muß natürlich bei genauerer Betrachtung auch die Reichweite bei festgehaltenem Emissionswinkel (gewöhnlich 90°) mit der Protonenenergie E_p zunehmen (nämlich prop. $(17 + E_p)^{1/2}$, wo E_p in 10^6 e-Volt gemessen ist!).

Einen unmittelbaren anschaulichen Aufschluß über die Reichweiten der Trümmer geben unsere Nebelkammeraufnahmen, bei denen zwischen *Li* und der Kammer verschieden dicke Glimmerschichten eingeschaltet sind. Bei einer Glimmerschicht von 7 mm Luftäquivalent laufen die weitreichenden Trümmer noch durch die ganze Kammer hindurch (Fig. 3, s. Tafel VI); außer diesen ist noch eine kleine Zahl von weniger weitreichenden Trümmern ($R \sim 2$ cm) sichtbar (Fig. 4, s. Tafel VI).

Bei einer Zwischenschicht von 6,7 cm Luftäquivalent liegt das Ende der weitreichenden Trümmer noch innerhalb der Kammer; ihre Reichweite schwankt zwischen etwa 7,5 und 8,5 cm (die Schwankung scheint etwas größer als man nach der Inhomogenität der Zwischenschicht und nach dem statistischen Schwankungsgesetz erwarten sollte)[1]).

Außer der Trümmergruppe mit normaler Reichweite ist von Cockroft und Walton[2]) noch eine ungefähr ebenso starke Gruppe mit einer maximalen Reichweite von 2 cm gefunden worden. Vom Vortragenden konnten mit einer Zwischenschicht von 1 cm Luftäquivalent in der Nebelkammer Trümmer von 2 cm Reichweite nicht in einer mit den normalen Trümmern vergleichbaren Häufigkeit gefunden werden[1]); erst nachdem es gelungen war, mit einer Zwischenschicht von weniger als 2 mm Luftäquivalent zu arbeiten, kam eine auffallend große Zahl von Trümmern mit einer Reichweite von nur 1 bis 1,5 cm[2]), neuerdings sogar bis herab zu 0,5 cm zum Vorschein (vgl. Fig. 5). Ihre Zahl ist größer als die der weitreichenden Trümmer; ihre Reichweite scheint sich über einen Bereich von 0,5 bis 1,5 cm zu erstrecken. Die Trümmergruppe mit kurzen Reichweiten wurde gleichzeitig in Cambridge nach der Absorptionsmethode von Rutherford, Oliphant und Kinsey und in der Nebelkammer von Dee und Walton[3]) studiert; nach den Ergebnissen dieser Messungen soll es sich nicht um kontinuierlich verschiedene Reichweiten, sondern um zwei scharf definierte Gruppen von 1,15 bzw. 0,65 cm handeln. Ihre Häufigkeit wird zu 1 bzw. 0,5 angegeben, wenn die Häufigkeit der normalen Trümmer gleich 1 gesetzt wird.

2. Bor. Beim Bor fanden Cockroft und Walton[4]) zunächst eine Reichweite von 3,5 cm; später[5]) eine große Zahl von Trümmern mit einer maximalen Reichweite von 3 cm und eine schwache Gruppe von 5 cm. Schon die ersten Nebelkammeraufnahmen[6]), auf denen gleichzeitig eine größere Zahl von Trümmern sichtbar wurde, zeigten demgegenüber, daß hier im Gegensatz zum *Li* keine einheitliche Reichweite vorhanden ist, sondern daß sich die Trümmer kontinuierlich über einen größeren Reichweitenbereich verteilen.

Genauere Messungen der Reichweite von etwa 450 Teilchen mit dem Stereokomparator, über die in den „Naturwissenschaften"[7]) berichtet wurde, lieferten das in Fig. 6 dargestellte Resultat. Die Häufigkeit der Teilchen hat ein starkes Maximum bei etwa 22 bis 23 mm; die maximale Reichweite liegt bei 4,3 cm. Auf der Seite der kleinen Reichweiten ist die Kurve dadurch entstellt, daß das Luftäquivalent der das

1) Von einer Reproduktion der im Vortrag gezeigten Aufnahmen wurde abgesehen, weil die Schwankungen der Reichweite erst noch genauer untersucht werden sollen.

2) Cockroft u. Walton, Nature **131**, 23, 1933.

1) Kirchner, Naturw. **21**, 476, 1933.

2) Kirchner, Naturw. **21**, 676, 1933.

3) Oliphant, Kinsey u. Rutherford, Proc. Roy. Soc. **141**, 722, 1933; Dee u. Walton, ebenda S. 733 (1. Sept. 1933).

4) Cockroft u. Walton, Proc. Roy. Soc. **137**, 229, 1933.

5) a. a. O.

6) Kirchner, Sitzber. d. Bayer. Akad. d. Wiss. (Math. naturw. Abtlg.) vom 4. 3. 1933, S. 132.

7) Kirchner, Naturw. **21**, 476, 1933 vom 23. Juni 1933.

Bor von der Nebelkammer trennenden Glimmerschicht bei diesen Versuchen 1 cm betrug und daß infolgedessen die Teilchen erst von etwa $1^1/_2$ cm an vollständig erfaßt wurden.

Bei den größten Reichweiten scheint die Häufigkeitskurve noch einmal einen leichten Anstieg zu zeigen; ein definitiver Schluß über

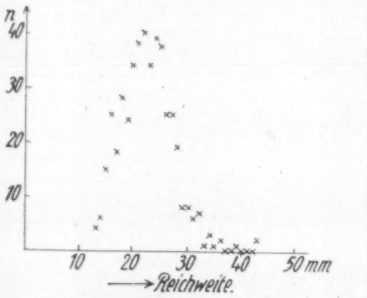


Fig. 6. Häufigkeitsverteilung der Reichweiten beim Bor nach Nebelkammeraufnahmen. (Kirchner, Naturw. **21**, 476, 1933.)

den Verlauf der Kurve in diesem Bereich konnte aber damals wegen der zu geringen Zahl der gemessenen Teilchen noch nicht gezogen werden. Fast gleichzeitig ist die Reichweitenverteilung beim Bor in Cambridge nach der Absorptionsmethode von Oliphant und Rutherford[1]) studiert worden. Das Ergebnis ist aus Fig. 7 ersichtlich. Das Maximum der Häufigkeit (steilster Abfall der Kurve in Fig. 7) liegt

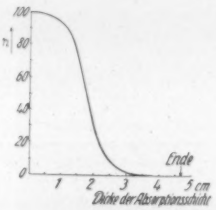


Fig. 7. Zahl der registrierenden α-Teilchen am Bor als Funktion der Dicke der Zwischenschicht. (Oliphant und Rutherford.)

nach Rutherford bei 18 mm, die maximale Reichweite bei 47 mm. Die Übereinstimmung scheint befriedigend, zumal in der Nebelkammer die Reichweiten u. U. wegen einer adsorbierten Wasserhaut um einige Millimeter zu klein gemessen sein können – trotzdem vorsorglich zur Eliminierung dieser Fehlerquelle das Austrittsfenster auf etwas höherer Temperatur als die Nebelkammer gehalten wurde. Im Bereich der größten Reichweiten wurde von Oliphant und Rutherford ein dauernder exponentieller Abfall der Häufigkeit bis an die Grenze hin gefunden (Fig. 8). Ich habe nun in der letzten Zeit mit erheblich größeren Intensitäten die Frage der weitreichenden Bortrümmer erneut geprüft. Dabei hat sich herausgestellt, daß 1. die Häufigkeit mit steigender Reichweite nach Durch-

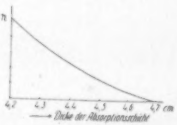


Fig. 8. Ende der integralen Reichweitenkurve in vergrößertem Maßstab. (Oliphant und Rutherford.)

laufen eines Minimums wieder so stark ansteigt, daß man von einer homogenen Geschwindigkeitsgruppe sprechen muß[1]), 2. über diese homogene Gruppe hinaus noch einzelne Teilchen auftreten mit einer Reichweite von etwas über 5 cm; von diesen läßt sich aber bis jetzt noch nicht mit Sicherheit feststellen, ob sie vom Bor stammen oder auf eine Verunreinigung zurückzuführen sind. Die Gesamthäufigkeit der Reichweiten < 2 cm scheint beim Bor nach neueren Nebelkammeraufnahmen mit Glimmerfenstern von 2 mm Luftäquivalent kleiner als diejenige der Reichweiten > 2 cm zu sein; dieser Punkt bedarf aber noch der näheren Prüfung.

Über die Reichweiten der Trümmer anderer Elemente ist nur wenig bekannt. Bei den meisten der von Cockroft und Walton untersuchten schwereren Elemente dürfte es sich um den Einfluß von minimalen Verunreinigungen durch Bor gehandelt haben[2]). Mit der Absorptionsmethode wurde von Rutherford und Oliphant beim Fluor eine anscheinend kontinuierliche Reichweitenverteilung zwischen 1 und 4 cm festgestellt. Mit der Nebelkammer konnten wir Atomtrümmer mit 2—4 cm Reichweite von *Be*, *F* und *Al* feststellen; ihre Häufigkeit ist

1) Oliphant u. Rutherford, Proc. Roy. Soc. **141**, 259, 1933 vom 3. Juli 1933.

1) Diese Gruppe ist bei der Betrachtung der Fig. 9 und 10 deutlich erkennbar; der in Fig. 6 erkennbare Anstieg an der Grenze ist demnach reell.

2) Vgl. hierzu Rutherford u. Oliphant, Proc. Roy. Soc. **141**, 272, 1933.

aber um mehrere Zehnerpotenzen geringer als die beim Li und B. Zur Verwendung kamen metallisches Beryllium und reines MgF_2 (beide von Kahlbaum). Mit Al wurde eine auffallend große Zahl von Trümmern gefunden (etwa 3 pro Expansion); da aber bei diesen Versuchen ein gewöhnliches Aluminiumblech verwendet wurde, liegt der Verdacht nahe, daß es sich hier um eine minimale Verunreinigung durch Bor handelt. Die Methode scheint also zum Nachweis von sehr geringen Borbeimengungen vorzüglich geeignet zu sein.

3. Der Mechanismus des Zertrümmerungsprozesses.

a) Lithium.

Cockroft und Walton haben schon auf Grund ihrer ersten Reichweitenmessungen vermutet, daß die Zertrümmerung des Li nach der Gleichung vor sich geht:

$$Li^7 + H^1 = 2He^4,$$

oder in Massenzahlen:

$$7{,}0146 + 1{,}00787 = 2 \cdot 4{,}00216 + \Delta m$$

Der Massendefekt $\Delta m = 0{,}0182$ liefert nämlich nach Multiplikation mit c^2 die ihm äquivalente Energie zu rund $17{,}1 \cdot 10^6 e$-Volt, also gerade doppelt so groß wie die Energie der beobachteten α-Teilchen. Den einwandfreien und anschaulichen Beweis, daß die Zertrümmerung tatsächlich in dieser Weise vor sich geht, lieferten unsere Nebelkammeraufnahmen; bei geeigneter Versuchsanordnung gelingt es nämlich, die Bahnen der bei einem Elementarprozeß nach nahezu entgegengesetzten Seiten ausgeschleuderten α-Teilchen zu photographieren[1]). Bei genauerer Betrachtung solcher Aufnahmen erkennt man, daß die beiden zusammengehörigen Trümmerspuren nicht genau einen Winkel von 180° miteinander bilden, sondern etwas nach unten geneigt sind. Diese Erscheinung zeigt an, daß das von oben kommende Proton bei seinem Eindringen in den Lithiumkern einen merklichen Impuls übertragen hat. Die Anwendung von Energie- und Impulserhaltungssatz auf den Zertrümmerungsprozeß liefert die beiden Beziehungen

$$m_P \cdot \mathfrak{v}_P = m_\alpha (\mathfrak{v}_{\alpha_1} + \mathfrak{v}_{\alpha_2})$$

$$\frac{m_P}{2} v_P^2 + W = \frac{m_\alpha}{2} (v_{\alpha_1}^2 + v_{\alpha_2}^2),$$

wobei W die infolge des Massendefekts freiwerdende Energie bedeutet. Die Kombination dieser beiden Gleichungen gibt eine Beziehung zwischen dem Winkel ϑ (zwischen Proton und dem α_1-Teilchen) und dem kleinen Winkel ε (zwischen der Emissionsrichtung des α_1-Teilchens und der rückwärtigen Verlängerung der Bahn des α_2-Teilchens). Für den symmetrischen Fall ($\varepsilon = \text{Max.}$) erhält man

$$\sin \frac{\varepsilon}{2} = \sqrt{\frac{m_P}{2 m_\alpha} \cdot \frac{E_P}{W + E_P}}.$$

Mit

$$E_{\text{kin. } P} = 0{,}25 \cdot 10^6 e \text{ — Volt}$$

und

$$W = 17{,}1 \cdot 10^6 e \text{ — Volt}$$

berechnet man daraus

$$\varepsilon_{\max} = 4° 55'.$$

Das Resultat der genauen Ausmessung einer Reihe von Platten ist in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Platten-Nummer	510	501	508	507	532	506	503	509
Gemessener Winkel ε zwischen α_1-Bahn und rückwärtiger Verlängerung der α_2-Bahn.....	5° 10′	4° 59′	4° 59′	4° 51′	4° 15′	4° 3′	3° 45′	3° 19′

Die größten gemessenen Winkel ε liegen dicht bei dem aus den Erhaltungssätzen berechneten Wert; die kleineren Werte sind offenbar so zu erklären, daß das Proton in diesen Fällen schon vor dem Zertrümmerungsprozeß bei seinem Eindringen in die Lithiumschicht einen merklichen Teil seiner Energie verloren hat. Damit war der hier vorliegende Umwandlungsprozeß des Lithiums vollständig geklärt. (Eine gleichzeitige Messung der Reichweite erübrigte sich bei diesen Versuchen deswegen, weil es sich ja hier ganz offensichtlich um die „normalen" Lithiumtrümmer handelt, deren Reichweite bereits von Cockroft und Walton zu $8^1/_2$ cm genau bestimmt worden war.)

Wir wenden uns nun zu den Trümmern geringer Reichweite; nach der Stärke der Ionisation beurteilt, handelt es sich auch hier wieder um α-Teilchen. Der Nachweis dieser Trümmer

1) Die im Vortrag gezeigten Bilder sind bereits in den Sitz.-Ber. d. bayr. Akad. v. 5. März 1933 und in den „Naturwissenschaften" v. 23. Juni 1933 reproduziert worden. Von der ersten Arbeit (Sitz.-Ber.) stehen noch Sonderdrucke zur Verfügung.

in der Nebelkammer machte erheblich größere Schwierigkeiten als bei der 8-cm-Gruppe; nicht nur wegen des erforderlichen extrem dünnen Austrittsfensters, sondern auch wegen der starken Ionisierung im Gas der Kammer durch die von der Auftreffstelle der Protonen ausgehende weiche Röntgenstrahlung. Die Nebelkammerbilder sind deshalb weniger klar als die früheren. Trotzdem gelang es aber auch hier, zusammengehörige Spuren von nach entgegengesetzten Seiten ausgeschleuderten α-Teilchen festzustellen (Fig. 11, s. Tafel VII). Nach den bisherigen Versuchen scheint es so, als ob der Winkel zwischen den beiden Spuren teils größer, teils kleiner ist als im früheren Falle. Wenn wir die früheren Impulsbetrachtungen einfach übertragen würden mit der Annahme, daß jetzt statt der früheren $17{,}1 \cdot 10^6$ Volt nur etwa $4^1/_2 \cdot 10^6 e$-Volt beim Umwandlungsprozeß frei werden, dann müßten wir in jedem Falle mit

$$\sin \frac{\varepsilon}{2} = \sqrt{\frac{1}{8} \cdot \frac{0{,}2}{4{,}7}}$$

einen Winkel ε von etwa 8°, also einen doppelt so großen Winkel erwarten wie früher. Dies scheint aber nicht der Fall zu sein; es muß demnach noch Energie und Impuls in irgendeiner anderen Form abgegeben werden. Nimmt man an, daß der gesamte Differenzbetrag der Energie in Form einer monochromatischen γ-Strahlung abgegeben wird, dann lauten Energie- und Impulserhaltungssätze:

$$W + \frac{m_P}{2} v_P^2 = \frac{m_\alpha}{2} (v_{\alpha_1}^2 + v_{\alpha_2}^2) + h\nu$$

$$m_P \mathfrak{v}_P = m_\alpha (\mathfrak{v}_{\alpha_1} + \mathfrak{v}_{\alpha_2}) + \frac{\overrightarrow{h\nu}}{c}.$$

Die auf die α-Teilchen übertragene Energie hängt jetzt also nicht nur von ihrer Emissionsrichtung und dem Impuls des Protons ab, sondern auch noch von der Richtung, in der das γ-Strahlquant emittiert wird. Im symmetrischen Fall und bei Rückwärtsemission der γ-Strahlung erhält man für die maximale Neigung

$$\sin \frac{\varepsilon}{2} = \frac{m_P v_P + \frac{h\nu}{c}}{m_\alpha v_\alpha},$$

das gibt bei Annahme einer $12 \cdot 10^6$ Volt-γ-Strahlung einen Winkel ε von etwa 25°! Auf der anderen Seite muß die verschiedene Emissionsrichtung der γ-Strahlung auch schon bei festgehaltenem Emissionswinkel des α-Teilchens eine Schwankung seiner Reichweite zur Folge haben; im symmetrischen Falle (Protonenstrahlrichtung halbiert den Winkel zwischen den beiden α-Teilchen!) ergibt sich aus den Erhaltungssätzen die maximale Energiedifferenz der beiden α-Teilchen zu $0{,}3 \cdot 10^6$ Volt. Es würde also ohne weiteres verständlich, daß die „langsamen" Trümmer auch bei festgehaltener Emissionsrichtung keine scharf definierte Reichweite zeigen, sondern über einen gewissen Bereich kontinuierlich verteilt sind. Nun erstrecken sich aber die Reichweiten von etwa 0,5 cm bis fast 1,5 cm; man kommt deshalb mit der Annahme einer monochromatischen γ-Strahlung trotz der obigen Impulsbetrachtung nicht aus, sondern müßte zur Erklärung der verschiedenen Reichweiten mehrere verschiedene γ-Strahlfrequenzen annehmen. Wollte man anderseits die Trümmer von kleiner Reichweite auf einen ganz anderen Umwandlungsprozeß, etwa

$$Li^7 + H^1 = He^5 + He^3$$

oder

$$Li^6 + H^1 = He^4 + He^3$$

zurückführen, dann sollten bei festgehaltenem Emissionswinkel zwei scharf definierte Reichweiten und (analog wie oben) ein definierter Winkel ε auftreten; beides scheint aber nach den bisherigen Nebelkammerbeobachtungen nicht der Fall zu sein. Man könnte schließlich noch an einen Umwandlungsprozeß unter Ausschleuderung je eines He^4- und He^3-Kerns und eines Neutrons denken. Da man aber nicht einmal weiß, ob ein He^3- oder He^5-Kern überhaupt stabil sein würde, sind Umwandlungen dieser Art von vornherein wenig wahrscheinlich.

Die vom Lithium ausgehende Wellenstrahlung ist von R. v. Traubenberg, Eckardt und Gebauer[1]) untersucht worden; pro Zertrümmerungsvorgang wurde dabei ungefähr ein Quant gefunden. Die Absorptionsanalyse dieser Strahlung[2]) ergab aber bei einer Röhrenspannung von 58 kV eine so geringe Härte dieser Strahlung (Halbwertsdicke etwa 0,3 mm Blei), daß sie zu der oben erwähnten γ-Strahlung schwerlich in Beziehung gebracht werden kann. Eine γ-Strahlung von etwa $12 \cdot 10^6 e$-Volt würde zwar schwieriger zu erfassen sein; bei Ausbeuten, wie sie z. B. zu den Aufnahmen Fig. 9 u. 10, s. Tafel VII, vorlagen, sollte sie aber doch der Beobachtung zugänglich sein.

1) R. v. Traubenberg, Eckardt u. Gebauer, Zeitschr. f. Phys. **80**, 557, 1933.

2) R. v. Traubenberg, Eckardt u. Gebauer, Naturw. **21**, 694, 1933.

b) Bor.

Beim Bor entspricht die am häufigsten vertretene Energie ungefähr derjenigen, die ein α-Teilchen bei einem Umwandlungsprozeß nach der Gleichung

$$B^{11} + H^1 = 3He^4 + \Delta m$$

erhalten würde, wenn die freiwerdende Energie – nach den neuesten Messungen von Bainbridge ist $B^{11} = 11{,}0107 \pm 0{,}001$; die Gleichung liefert also $\Delta m = 0{,}012 \pm 0{,}001$ oder als entsprechende Gesamtenergie $W = (11{,}2 \pm 1) \cdot 10^6$ e-Volt – gleichmäßig auf die 3α-Teilchen verteilt wird[1]). Das Vorhandensein einer kontinuierlichen Reichweitenverteilung schien dann zu bedeuten[2]), daß außer der annähernd gleichmäßigen Aufteilung noch – wenn auch mit abnehmender Häufigkeit – alle möglichen anderen Aufteilungen vorhanden sind. Man sollte dann als maximale Energie, die ein α-Teilchen erhält, wenn die beiden andern in entgegengesetzter Richtung ausgeschleudert werden, zwei Drittel der Gesamtenergie, also $7{,}5 \cdot 10^6$ e-Volt, erwarten; dem würde eine Reichweite von 6,6 cm entsprechen. Derart große Reichweiten sind aber bis jetzt beim Bor nicht beobachtet worden. Ich habe deshalb vermutet[2]), daß der unter normalen Intensitätsverhältnissen beobachteten Grenzreichweite von $4^1/_2$ cm der Fall entspricht, daß die beiden im Borkern schon vor dem Stoß vorhandenen α-Teilchen durch das im Schoß des Kerns sich neubildende α-Teilchen nach entgegengesetzten Richtungen ausgeschleudert werden, während das neugebildete Teilchen in Ruhe bleibt. Bei einem solchen Prozeß würde man nämlich eine Energie von $11{,}2 : 2 = 5{,}6 \cdot 10^6$ e-Volt, also eine Reichweite von 4,3 cm, erwarten.

Die Hypothese der verschiedenen Energieaufteilung auf drei α-Teilchen ist von Rutherford und Oliphant näher diskutiert und zur Deutung ihrer Absorptionskurve herangezogen worden. Rutherford nimmt dabei an, daß die Häufigkeit nach beiden Seiten des Maximums mit zunehmender Abweichung von der 120°-Konstellation exponentiell abnimmt; die Berechtigung zu dieser Annahme hat er seiner Beobachtung entnommen, wonach der „Schwanz" der Absorptionskurve exponentiellen Verlauf zeigen soll. Nach unseren Nebelkammeraufnahmen (Fig. 9 u. 10, s. Tafel VII) entspricht dies aber nicht den Tatsachen, da die maximale Reichweite offensichtlich gerade eine bevorzugte Rolle spielt.

Rutherford ordnet die maximale Reichweite dem oben schon erwähnten Fall zu, daß zwei α-Teilchen in einer Richtung, das dritte in der entgegengesetzten Richtung ausgeschleudert werden. Da in diesem Falle das weitestreichende Teilchen (4,7 cm, entsprechend $5{,}96 \cdot 10^6$ e-Volt) zwei Drittel der Gesamtenergie übernehmen sollte, würde sich die Gesamtenergie nach Rutherford zu $5{,}96 \cdot \frac{3}{2} = 8{,}94 \cdot 10^6$ e-Volt berechnen; das ist aber wieder mit der aus dem Massendefekt berechneten Energie $(11{,}2 \pm 1) \cdot 10^6$ e-Volt schwer vereinbar.

Um einen direkten Aufschluß über den Elementarprozeß zu erhalten, habe ich, ähnlich wie beim Lithium, eine größere Anzahl Nebelkammeraufnahmen an dünnen Schichten gemacht. Noch gut durchsichtige Borschichten wurden nach einem Verfahren von A. Stock durch Erhitzen von B_2H_6 im Vakuum auf etwa 400° auf dünne Glimmerblättchen niedergeschlagen. Unter einer größeren Anzahl von Aufnahmen wurden einige erhalten, auf denen drei nach Impuls und Energie offenbar zusammengehörige Spuren einen Winkel von ungefähr 120° miteinander bilden[1]). Die Häufigkeit solcher Aufnahmen schien aber viel zu gering zu sein, als daß man das sehr starke Häufigkeitsmaximum der Reichweiten in dieser Weise erklären könnte. Man muß wahrscheinlich damit rechnen, daß auch bei den Bortrümmern mittlerer Reichweite die Emission einer γ-Strahlung eine Rolle spielt.

Eine restlose Aufklärung des Borproblems kann man erst erhoffen, wenn man den Zertrümmerungsvorgang aus dem Hochvakuum in die Nebelkammer selbst verlegt. Zu diesem Zweck muß man die Protonen durch ein sehr dünnes Fenster in die Nebelkammer treten lassen. Wir haben eine Reihe von Versuchen mit einem Luftäquivalent des Fensters von etwa 1 mm gemacht, konnten aber bis jetzt leider noch keinen positiven Erfolg erzielen, weil die verwendeten sehr dünnen Fenster durch die Protonen außerordentlich schnell entzweigeschossen wurden.

4. Die Richtungsverteilung der Trümmer.

Um die Richtungsverteilung der ausgesandten Trümmer in bezug auf die Protonenstrahlrichtung genau zu untersuchen, wurden eine größere Zahl von Aufnahmen in der Richtung senkrecht zum Protonenstrahl gemacht. Dabei

1) Cockroft u. Walton, Nature **131**, 23, 1933.
2) Kirchner, Naturw. **21**, 476, 1933. – Oliphant u. Rutherford, Proc. Roy. Soc. **141**, 259, 1933.

1) Eine solche Aufnahme wurde in den „Naturwissenschaften" vom 23. Juni 1933 reproduziert.

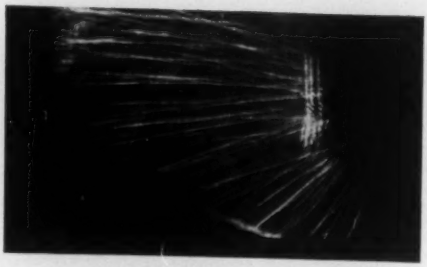


Fig. 3.

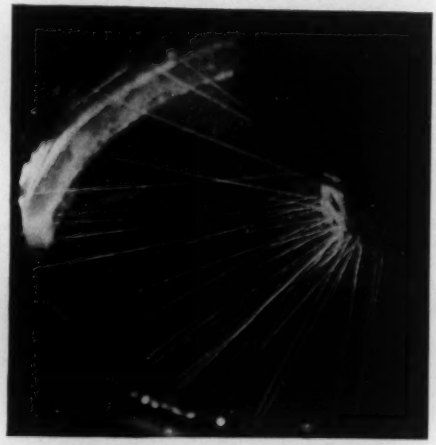


Fig. 4.

Fig. 5.

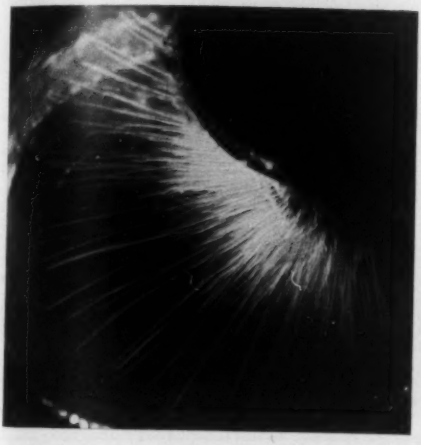


Fig. 9.

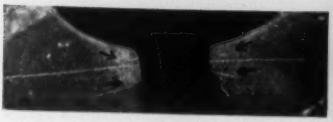


Fig. 11.

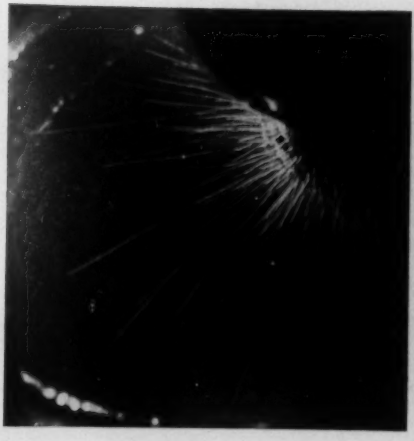


Fig. 13.

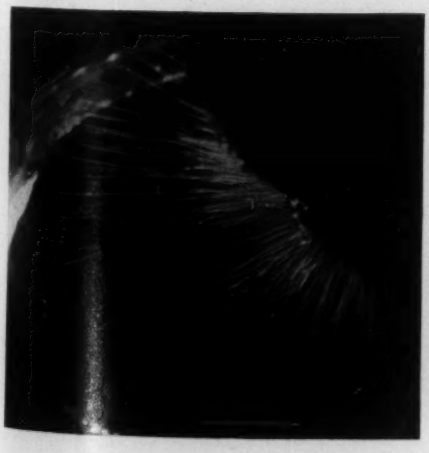


Fig. 10.

Fig. 14.

wurde zur Elimination von geometrischen Einflüssen eine dünne *Li*- bzw. Borschicht unter 45° gegen den Protonenstrahl gestellt und die Richtungsverteilung derjenigen Strahlen gemessen, die die Schicht durchsetzt hatten (Fig. 12).

Fig. 12. Schema der Versuchsanordnung zur Messung der Richtungsverteilung der Atomtrümmer.

Die bisherigen Versuche gestatteten aus technischen Gründen nur für einen begrenzten Winkelbereich (80 bis 160°) eine einwandfreie Auswertung; die Richtungsverteilung erwies sich in diesem Bereich sowohl für *Li* wie für die mittleren Reichweiten des Bors innerhalb der statistischen Fehlergrenze als gleichmäßig.

5. Zertrümmerungsversuche mit anderen Teilchen.

Alle bisherigen Betrachtungen bezogen sich auf Zertrümmerungsversuche mit Protonen; es liegt nun der Gedanke nahe, die Versuche auch auf andere schnellbewegte Teilchen auszudehnen. Besonders interessant sind die Versuche von Lawrence, Livingstone und Lewis[1]) mit dem Wasserstoffisotop H^2. Nach den bisherigen kurzen Mitteilungen dieser Autoren wurden mit H^2 am Lithium Trümmer von 14,5 cm Reichweite erhalten, die wahrscheinlich nach der Gleichung

$$Li^6 + H^2 = 2He^4$$

entstanden sind. Ferner ergab Stickstoff Trümmer von 6,8 cm Reichweite, die nach der Gleichung

$$N^{14} + H^2 = C^{12} + He^4$$

entstanden sein sollen. Beryllium soll (ohne Einfangung) dieselben Trümmer liefern, die auch mit H^1 erhalten werden; wie man sich diese Zertrümmerung ohne Einfangung energetisch vorstellen soll, ist aber noch ungeklärt. Ebenso schwer verständlich ist vom energetischen Standpunkt der merkwürdige Befund, daß H^2-Teilchen von 800000 Volt an beim Auftreffen auf schwere Kerne spontan in ein Proton und ein Neutron zerplatzen sollen, wobei die Reichweite der Protonen etwa 18 cm betragen soll.

Wo mit Sicherheit ein positiver Effekt festgestellt wurde, trat er beim H^2 erst bei größerer Voltgeschwindigkeit auf (z. B. bei *Al* erst bei $1{,}2 \cdot 10^6$ *e*-Volt).

Die Zertrümmerungsversuche an Li^6 mit H^2 wurden kürzlich im Cavendish-Laboratorium wiederholt und weitergeführt[1]). Die Reichweite der „normalen" Trümmer wurde zu $13{,}2 \pm 0{,}2$ cm gemessen. Außerdem wurde noch eine zweite Gruppe von Trümmern mit kontinuierlicher Reichweitenverteilung zwischen 1 und 7,8 cm gefunden. Für die zweite Gruppe wird ein Zerfall nach der Gleichung

$$Li^7 + H^2 = 2He^4 + \text{Neutron}$$

vermutet.

Die Zurückführung der normalen Trümmergruppe mit 13 cm Reichweite auf einen Umwandlungsvorgang nach der Gleichung

$$Li^6 + H^2 = 2\,He^4$$

wurde von Dee und Walton durch Nebelkammeraufnahmen definitiv nachgewiesen.

In Ermangelung von H^2 habe ich mit meiner Apparatur eine Reihe von Versuchen mit Helium gemacht; als Füllgas der Kanalstrahlröhre diente besonders reines Helium (> 99,5 Proz.), das mir von der Firma Linde in Höllriegelskreuth in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt wurde. Der Erfolg war verblüffend: sowohl *Al* wie *Be* gaben einige wenige Trümmerspuren, *Li* und noch mehr Bor gaben eine beträchtliche Anzahl (Fig. 13, s. Tafel VII). Da das Aussehen der Bortrümmer dem bei Wasserstoffkanalstrahlen gleicht, muß man — so unwahrscheinlich das bei dem sorgfältig gereinigten Helium klingen mag — für den Effekt eine geringe Verunreinigung durch Wasserstoff verantwortlich machen, die offenbar von der Glaswand der Röhre stammt und im Kanalstrahl sich sehr stark vordrängt[2]).

Zum Abschluß wollen wir uns ein Bild (Fig. 14) ansehen, auf dem ein merkwürdiger Zufallstreffer zu sehen ist. Eines der beim Bombardement von Lithium mit Protonen emittierten α-Teilchen ist in der Stickstoffüllung der Kammer in einen

1) Lewis, Livingstone u. Lawrence, Phys. Rev. **44**, 55, 1933.

1) Oliphant, Kinsey u. Rutherford, Proc. Roy. Soc. **141**, 722, 1933. — Dee u. Walton, ebenda S. 733.

2) Nach privater Mitteilung ist R. Döpel mit der Szintillationsmethode zum gleichen Ergebnis gekommen; er stellte fest, daß der Zertrümmerungseffekt erheblich abnahm, nachdem das Entladungsrohr einige Stunden mit Sauerstoff durchgespült war.

Stickstoffkern hineingefahren, dessen z. T. gekrümmte Bahn an der sehr starken Ionisation kenntlich ist, während die Bahn des α-Teilchens an dieser Stelle endet. Wir haben es hier mit einer Stickstoffumwandlung im umgekehrten Sinne zu tun (Einfangung des α-Teilchens, Emission eines Protons)

$$N^{12} + He^4 = O^{15} + H^1.$$

Das vorliegende Bild mag ein Wegweiser für künftige Anwendungen der künstlichen Atomzertrümmerung sein, die uns – ganz abgesehen von ihrer grundsätzlichen Bedeutung für die Erforschung der Atomkerne – die Möglichkeit zu eröffnen scheint, intensive Strahlenquellen herzustellen für α-Strahlen und vielleicht auch für extrem harte γ-Strahlen mit praktisch unbegrenzter Ergiebigkeit.

Bei der Gewinnung der in diesem Bericht mitgeteilten neuen Versuchsergebnisse hat wieder Herr cand. phil. H. Neuert in dankenswerter Weise geholfen. Ferner danke ich Herrn Geh. Rat Sommerfeld dafür, daß er mir die experimentellen Hilfsmittel des Instituts für theoretische Physik zur Verfügung gestellt und zur Durchführung der Versuche eine Bewilligung der Rockefeller-Stiftung vermittelt hat.

Institut für theoretische Physik, 25. September 1933.

H. Falkenhagen und W. Fischer (Köln), Zur Theorie der nichtstationären Vorgänge in Elektrolytlösungen und einige Fragen der Elektrolytforschung.

1. Einleitende Bemerkungen.

Für den Erscheinungskomplex der Hochfrequenzleitfähigkeit in starken Elektrolyten ist im Sinne von Debye und Falkenhagen[1]) die Relaxationszeit der Ionenwolke von großer Wichtigkeit. Denkt man sich ein Ion unter dem Einfluß einer konstanten elektrischen Feldstärke bewegt und schaltet plötzlich zur Zeit $t = 0$ das elektrische Feld aus, so klingt die dissymmetrische Ladungsverteilung um das bewegte Ion und damit die bremsende Relaxationskraft im Laufe einer Zeit ab, die von der Größenordnung der Relaxationszeit ist. Dieser Ausgleichsvorgang läßt sich auf Grund der allgemeinen Grundgleichungen nichtstationärer Vorgänge im einzelnen berechnen[1]). Auf die Interpretation dieser Rechnungen im Detail soll hier der Kürze halber verzichtet werden. Sie ergibt ein anschauliches Bild von dem Sinn und Wesen der Relaxationszeit der dissymmetrischen Ladungsverteilung und damit des Dispersionseffektes.

2. Dispersionseffekt in Mischungen.

Der Dispersionseffekt war zunächst von Debye und Falkenhagen nur für den Spezialfall einfacher Elektrolyte behandelt. In letzter Zeit haben Verfasser[2]) zeigen können, daß das Dispersionsproblem für eine Mischung von beliebig vielen starken Elektrolyten in einem Lösungsmittel im Gebiete genügend verdünnter Lösungen prinzipiell streng lösbar ist. Auf Grund einer vereinfachten Berechnungsart konnte dann das Dispersionsphänomen in Mischungen einer qualitativen Diskussion zugänglich gemacht werden, die bereits den experimentellen Befund von Spaght[3]) verständlich erscheinen ließ[4]). Die Verfolgung dieser Rechnungen gestattet einen Überblick über den bei Mischungen zu erwartenden Effekt[5]). Einige grundsätzliche Ergebnisse seien hier angeführt:

1. Je größer die Reibungsgrößen ϱ_1, ϱ_2 der Ionen des Grundelektrolyten (1, 2) im Vergleich zur Reibungsgröße des zugefügten Ions (3) sind, um so größer ist die bremsende Relaxationskraft auf dieses Ion (3).
2. Die Relaxationskräfte sind je nach dem Verhältnis der Reibungsgrößen und Ladungen der Ionen bremsender oder beschleunigender Art bezüglich des Ions (3); und zwar findet sich beispielsweise, daß bei einem Grundelektrolyten mit Ionen gleicher Reibungsgrößen aber Ladungen, die sich wie 2 zu 1

1) P. Debye u. H. Falkenhagen, Physik. Zeitschr. **29**, 401, 1928; s. auch die Monographie von H. Falkenhagen, „Elektrolyte", S. Hirzel, Leipzig 1932.

1) Unveröffentlichte Rechnungen der Verfasser.

2) H. Falkenhagen u. W. Fischer, Physik. Zeitschr. **33**, 941, 1932.

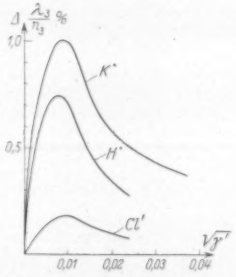
3) M. E. Spaght, Physik. Zeitschr. **33**, 534, 1932.

4) H. Falkenhagen u. W. Fischer, Physik. Zeitschr. **34**, 593, 1933.

5) Ausführlich wird der eine von uns (Fischer) unter anderem die Rechnungen und Resultate in seiner demnächst erscheinenden Dissertation behandeln.

verhalten, bremsende bzw. beschleunigende Kräfte auf das Ion (3) ausgeübt werden, je nachdem $\left|\frac{\varrho_1}{\varrho_3}\right|$ größer bzw. kleiner als $\left|\frac{e_1}{e_3}\right|$ ist. Die Bedingungen für einen 1—1wertigen Grundelektrolyten mit Ionen sehr verschiedener Beweglichkeit haben wir bereits in einer früheren Arbeit formuliert[1]).

Die Figur zeigt als Anwendungsbeispiel die Abweichung $\Delta \frac{\lambda_3}{n_3}$ Proz. für die Ionen K^*, H^* und Cl', welche einer $Ca_2Fe(CN)_6$-Lösung von der Konzentration γ' beigefügt sind[2]). Die Wellenlänge beträgt 16 m.



Man sieht an diesen Kurven, daß die Abweichung für K^* und H^* so groß ist, daß der Zusatz einer KCl- bzw. HCl-Lösung zu dem Elektrolyten $Ca_2Fe(CN)_6$ einen wesentlichen Beitrag zu der Leitfähigkeitsänderung des Gemisches liefert. Spaght hat bei der Darstellung seiner Messungen diesen Beitrag vernachlässigt und mußte daher, wie uns scheint, eine zu große Leitfähigkeitsänderung für das $Ca_2Fe(CN)_6$ in Mischungen mit KCl bzw. HCl annehmen.

3. Ausblick auf einige Elektrolytfragen.

Es ist vielleicht angezeigt, einige uns wichtig erscheinende Probleme der zukünftigen Elektrolytforschung kurz zusammenzustellen: Die Milner-Debyesche Theorie ist in der Lage, die reversiblen thermodynamischen und die irreversiblen Erscheinungen (Leitfähigkeit, Viskosität und Diffusion) wenigstens im Gebiet sehr verdünnter Lösungen zu erfassen[1]). Hier sind nur noch eine Reihe von meist experimentellen Einzelfragen von Interesse. Wir führen beispielsweise an:

Untersuchungen des Einflusses der Dielektrizitätskonstanten des Lösungsmittels auf den Dispersionseffekt der Leitfähigkeit und der Dielektrizitätskonstanten der Lösung, den Einfluß der Temperatur usf. auf den Wieneffekt, Präzisionsmessungen der Leitfähigkeit und der Dielektrizitätskonstanten in Mischungen auch im nichtstationären Fall und damit im Zusammenhang ein weiterer Ausbau der Theorie von Onsager-Fuoss[2]) (stationärer Fall) und Falkenhagen-Fischer[3]) (nichtstationärer Fall), weitere experimentelle Studien der Viskosität im Zusammenhang mit der Theorie von Falkenhagen und Mitarbeitern[4]) sowie der auf Mischungen ausgedehnten Theorie von Onsager-Fuoss, experimentelles Präzisionsmaterial zur Diffusionstheorie von Onsager-Fuoss[5]).

Prinzipiell wichtig ist die theoretische Erklärung des von Wien-Schiele[6]) entdeckten Dissoziationsspannungseffektes, dessen Deutung inzwischen unter Vernachlässigung der Ionenkräfte durch die Atmosphäre Onsager[7]) gelungen zu sein scheint. Es ändert sich nach dieser Theorie die Dissoziationsgleichgewichtsgröße K in Abhängigkeit von der Feldstärke, und zwar zunächst linear, während die Rekombination der Ionen von der Feldstärke kaum beeinflußt wird. Es wäre interessant, den Zeiteffekt des Dissoziationsspannungseffektes zu messen, für den die Größe der Rekombinationszeit von Wichtigkeit werden würde, überhaupt experimentelle Methoden zu schaffen, die es gestatten, die Rekombinationszeit zu messen. Die Größenordnung der Rekombinationszeit ist übrigens von derselben Größenordnung wie die Relaxationszeit.

Der Konzentrationseffekt des Dissoziationsspannungseffektes wird sich aus der Berücksichtigung der Ionenwolke ergeben und so dem Verlauf bei kleineren Feldstärken gerecht werden.

1) H. Falkenhagen u. W. Fischer, Zeitschr. f. Elektroch. **39**, 517, 1933.

2) Betreffs der Bezeichnungsweise verweisen wir auf die Arbeiten, zitiert in Anmerkung 4 auf S. 786 und obenstehende Anmerkung.

1) Näheres s. in der Monographie von H. Falkenhagen, l. c. (Englische und französische überarbeitete Ausgabe im Druck.)

2) L. Onsager u. R. M. Fuoss, Journ. Phys. Chem. **36**, 2689, 1932.

3) Falkenhagen-Fischer, l. c.

4) Näheres s. Monographie Falkenhagen, l. c.

5) Onsager-Fuoss, l. c.

6) M. Wien u. J. Schiele, Physik. Zeitschr. **32**, 545, 1931; J. Schiele, ibid. **34**, 60, 1933.

7) Onsager, freundliche persönliche Mitteilung. Der eine von uns verdankt Herrn Onsager eine Aussprache über einige Punkte von 3.

Allerdings scheinen neuere Versuche von M. Wien[1]) auf einen komplizierteren Mechanismus hinzudeuten, da jeder Konzentration eine besondere Kurve zugeordnet ist (vgl. Fig. 1 aus der Arbeit von M. Wien), welche mit abnehmender Konzentration flacher verläuft.

Ein weiteres wichtiges Problem wäre eine systematische Studie des wahren Dissoziationsgrades nach den Methoden, die in der Monographie[2]) entwickelt worden sind und nach einer inzwischen von Fuoss und Kraus[3]) verfeinerten Methode, die ursprünglich von Davies, Nernst, Onsager angegeben wurde. Es wäre vielleicht dadurch möglich, Aussagen machen zu können über die Abweichung der Ionenkräfte von den Coulombschen im Sinne der Polarisationskräfte und quantenmechanischen Dispersionskräfte sowie der Abstoßungskräfte zwischen den Ionen und der Wechselwirkungskräfte der Ionen mit den Molekeln des Lösungsmittels; anknüpfend an letztere ist eine systematische Studie des Problems der Solvatation besonders im Sinne einer kürzlich von Debye[4]) geäußerten Idee sehr erwünscht. Ein wesentliches Hilfsmittel zur Erkenntnis der Struktur elektrolytischer Lösungen werden die Absorptionsspektren, der Ramaneffekt und die Debyesche Methode der Analyse mit Hilfe von Röntgen- und Elektronenstrahlen darstellen, wie noch einmal ausdrücklich betont werden soll[5]). Auch die noch ungeklärte Struktur gewisser potentieller Elektrolyte im Sinne von Ulich[6]) dürfte besonders nach der letzten Methode eine Deutung finden. Im Zusammenhang mit den soeben angegebenen Methoden dürfte auch die Ausarbeitung und Erweiterung der Bjerrumschen Idee[7]) im Sinne von Fuoss-Kraus[8]) insbesondere auch für die Deutung der Erscheinungen in konzentrierteren Elektrolyten von erheblicher Bedeutung sein.

Das partielle molare Volumen, die spezifische Wärme pro Mol und die Kompressibilität starker Elektrolyte[1]) zeigen bis zu höheren Konzentrationen sehr einfache Gesetzmäßigkeiten, deren Aufklärung wahrscheinlich wichtige Aufschlüsse erhoffen läßt. Auch der Aus- und Einsalzeffekt bietet noch manche reizvolle Fragen[2]). Sehr interessant scheint uns die Erforschung der Struktur metallischer Elektrolyte[3]), die einen Übergang von den reinen elektrolytischen Leitern zu den metallischen Leitern darzustellen scheinen.

Im Gebiete heterogener Systeme sind noch die Probleme der Oberflächenspannung von Elektrolyten einer Lösung zuzuführen, und ferner wäre es von Wichtigkeit, die Ideengänge der modernen Elektrolyttheorie auf das Gebiet der Kolloide zu übertragen. Experimentelle und theoretische Fragen über die Potentialdifferenz an Grenzschichten verdünnter Elektrolyte, die in Erweiterung der Planckschen Theorie[4]) zu erfolgen hätten, und schließlich noch gewisse Fragen, die bei den Elektrodenvorgängen[5]) statthaben, bieten ebenfalls ein weites Feld.

1) M. Wien, Physik. Zeitschr. **34**, 625, 1933.
2) l. c.
3) R. M. Fuoss u. Ch. A. Kraus, Journ. Amer. Chem. Soc. **55**, 476, 1019, 1933.
4) P. Debye, Journ. of Chemical Physics **1**, 13, 1933; s. auch Diskussionsbemerkungen, Zeitschr. f. Elektroch. **39**, 482, 1933.
5) Näheres s. in der Monographie, l. c.
6) H. Ulich, Zeitschr. f. Elektroch. **39**, 489, 1933.
7) Siehe Monographie, l. c.
8) R. M. Fuoss u. Ch. A. Kraus, Journ. Amer. Chem. Soc. **55**, 2387, 1933; R. M. Fuoss, Zeitschr. f. Elektroch. **39**, 513, 1933, vgl. auch den übersichtlichen Bericht über das Elektrolytproblem von G. Scatchard sowie die tiefgehende Studie der Theorie konzentrierterer Lösungen von L. Onsager in Chem. Rev. August Issue 1933.

1) Siehe F. T. Gucker, Chem. Rev. August Issue 1933.
2) Siehe Paul M. Gross, Chem. Rev. August Issue 1933.
3) Siehe Arbeiten von Kraus und Mitarbeitern.
4) M. Planck, Berlin. Akad. Ber. XX, S. 3, 1930, VII, S. 3, 1931, VIII, S. 3, 1933.
5) Siehe R. H. Fowler in der demnächst erscheinenden englischen Ausgabe der Monographie von H. Falkenhagen.

Abteilung für Elektrolytforschung am Physikalischen Institut der Universität Köln.

A. Smakula (Heidelberg), Über die Lichtabsorption der Metalle.

Nach den bisherigen Untersuchungen absorbieren alle Metalle im ultraroten, sichtbaren und ultravioletten Gebiet kontinuierlich. Nur drei Metalle: *Cu*, *Ag* und *Au* zeigen große Durchlässigkeitsgebiete, die man theoretisch zu deuten versuchte[1]), was aber nicht als gelungen zu betrachten ist.

Es erschien wichtig, experimentell festzustellen:

1. ob bei *Cu*, *Ag* und *Au* im kurzwelligen Gebiet noch weitere Durchlässigkeitsgebiete existieren und
2. ob andere Metalle auch solche Durchlässigkeitsgebiete besitzen.

1) L. Schubin, Zeitschr. f. Physik **73**, 273, 1931/32. — H. Fröhlich, Zeitschr. f. Physik **81**, 297, 1933.

Zu diesem Zweck wurde die Absorption verschiedener Metalle im Gebiet von 700 bis 186 mμ untersucht. Die Metalle wurden im Hochvakuum auf eine Quarzplatte aufgedampft. Die Durchlässigkeit wurde im Vakuum, die Reflexion an der Luft gemessen. Die Schichtdicken wurden durch Wägung mit einer Mikrowaage bestimmt, die noch 0,001 mg abzulesen gestattete. Die Messungen wurden lichtelektrisch mit doppelter spektraler Zerlegung ausgeführt.

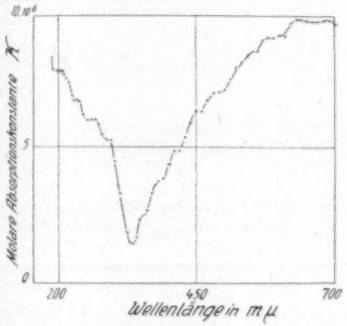


Fig. 1. Die Absorption des Silbers.

Auf diese Weise wurden folgende Metalle untersucht: *Cu, Ag, Au, Al, Sn, Pb, Sb, Bi, Cr* und *Mn*. In der Fig. 1 sehen wir als Beispiel die Absorptionskurve des Silbers. Als Abszisse sind die Wellenlängen, als Ordinate sind molare Absorptionskonstanten aufgetragen.

Die molare Absorptionskonstante K wird nach der Formel

$$K = \frac{MF}{g} \ln \frac{J_0 - R}{J}$$

berechnet, wobei M = Molekulargewicht, F = Fläche der Schicht in cm², g = Gewicht der Schicht in g, J_0 = die auffallende, R = die reflektierte und J = die durchgelassene Intensität.

Bei *Ag* fällt die Absorption unterhalb 250 mμ nicht ab, wie es nach älteren Messungen zu sein schien und wie es in den Handbüchern[1]) angegeben wird. Somit ist die Deutung des angeblichen Absorptionsmaximums des Silbers bei 250 mμ, die Steenbeck[2]) auf Grund der Langmuirschen Theorie gegeben hat, hinfällig. *Cu* und *Au* zeigen keine neuen Durchlässigkeitsgebiete in Ultraviolett, wie es die Theorie von Schubin[3]) verlangt, nach der er das Absorptionsminimum von Silber ausgerechnet hat.

1) Handb. d. Exper. Physik XIX, S. 339, 1928.
2) M. Steenbeck, Zeitschr. f. Physik **76**, 260, 1932.
3) l. c.

Neben den großen Absorptionsschwankungen zeigen alle untersuchten Metalle kleine Absorptionsmaxima und -minima, die sich über das ganze Meßgebiet erstrecken.

In der Fig. 2 sind die gefundenen Absorptionsminima einiger Metalle graphisch zusammengestellt. Hier sind als Abszissen die laufenden Nummern der Absorptionsminima von rot angefangen und als Ordinate ihre Lage im Energiemaß *e*-Volt aufgetragen.

Die Kurven, die für jedes Metall verschieden steil verlaufen, zeigen einen parabelähnlichen Verlauf. Die Abstände der einzelnen Minima nehmen nach kurzen Wellen zu.

Zur Deutung der gefundenen Maxima müssen wir annehmen, daß es sich um Elektronenübergänge im Kristallgitter handelt, entsprechend den theoretischen Vorstellungen von Bloch[1]), Kronig[2]) u. a. Als Beweis dafür ist die Tatsache anzuführen, daß bei kolloiden Schichten die Maxima viel schwächer auftreten bzw. verschwinden.

Das Absorptionsverhalten kolloider Schichten gibt uns auch eine Aufklärung über das Zustandekommen der Durchlässigkeitsgebiete von *Cu, Ag* und *Au*. Kolloide Silberschichten zeigen oberhalb 320 mμ eine viel schwächere Absorption als kristalline. Im Ultraviolett (unterhalb 320 mμ) ist die Absorption bei beiden Schichtarten gleich stark.

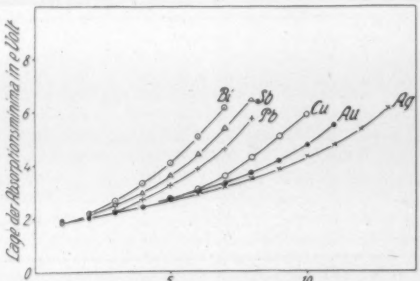


Fig. 2. Die Absorptionsspektra der Metalle im festen Zustand.

Offenbar absorbieren im sichtbaren Gebiet die freien, im ultravioletten die gebundenen Elektronen. Die beiden Gebiete überlagern sich bei Silber nur sehr schwach, weil Silber nur einwertig ist und deshalb die Bindungsfestigkeit

1) F. Bloch, Zeitschr. f. Physik **52**, 55, 1928.
2) R. de L. Kronig, Proc. Roy. Soc. London (A) **124**, 409, 1929.

freier und gebundener Elektronen sehr verschieden ist. Bei den anderen Metallen, die mehrere Wertigkeitsstufen besitzen, unterscheiden sich die Bindungsfestigkeiten der freien und der gebundenen Elektronen viel weniger. Diese Metalle zeigen nur sehr schwach ausgeprägte Durchlässigkeitsgebiete (*Au*, *Cu*) oder gar keine (z. B. *Sn*, *Pb* u. a.).

Die Abstände der Absorptionsminima nehmen in der Richtung *Ag*, *Au*, *Cu*, *Al*, *Sn*, *Pb*, *Cr*, *Mn*, *Sb*, *Bi* zu. Beim *Ag* braucht man die kleinste Energie, um ein Elektron von einem Zustand in den nächsten zu bringen, beim *Bi* die größte. In derselben Reihenfolge stehen die atomaren Leitfähigkeiten dieser Metalle.

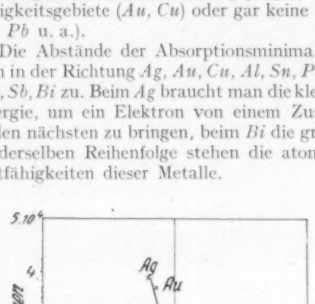


Fig. 3. Zusammenhang zwischen dem atomaren Leitvermögen und den Absorptionsstufen.

Die gefundenen Absorptionsminima stehen in einem einfachen Zusammenhang mit der atomaren Leitfähigkeit der Metalle. Je kleiner die Abstände der Absorptionsminima, d. h. je kleiner die Energie ist, um ein Elektron von einem Zustand in den nächsten zu bringen, um so größer ist die Leitfähigkeit. Das veranschaulicht uns Fig. 3. Hier ist als Abszisse die mittlere Energie für eine Absorptionsstufe in *e*-Volt und als Ordinate das atomare Leitvermögen aufgetragen. Die eingezeichneten Punkte liegen ganz gut auf einer Kurve.

Die Leitfähigkeit der Metalle scheint demnach wesentlich dadurch bedingt, wie stark die Bindungsfestigkeit der Leitungselektronen ist. Dadurch läßt sich auch die eigentümliche Erscheinung erklären, daß einwertige Metalle viel besser leiten als mehrwertige. Die Zunahme der Leitfähigkeit durch die größere Zahl der Elektronen wird überkompensiert durch ihre stärkere Bindungsfestigkeit.

Diskussion:

1. W. Gerlach (München). Ist Ihnen die Arbeit von Ebeling bekannt[1]), der auch ähnliche Absorptionsstufen wie Sie beim *Ag* gefunden hat und diese in Zusammenhang mit dem Atomspektrum zu bringen versuchte?
2. G. Joos (Jena). Wie stimmen Ihre Messungen mit den älteren überein?
3. J. Stark (Berlin). Welches ist das physikalische und chemische Kriterium der kolloiden Schichten?

A. Smakula:

1. Die Arbeit von Ebeling ist mir bekannt. Er findet aber nur wenige Absorptionsmaxima im roten Gebiet. Die gefundenen Maxima lassen sich nicht in Zusammenhang mit den Atomspektren bringen, weil die Absorptionslinien der Atome nach kurzen Wellen konvergieren, die hier gefundenen aber divergieren.
2. Die Absorptionskonstanten der Edelmetalle stimmen im sichtbaren Gebiet mit den alten Messungen verhältnismäßig gut überein. Im Ultravioletten aber sind die Abweichungen sehr groß. Der Grund liegt wahrscheinlich in der unsauberen spektralen Zerlegung bei den älteren Messungen.
3. Kennzeichen der kolloiden Schichten ist der Abfall der Absorption nach langen Wellen, wie es Dreisch und Rütten[2]) festgestellt haben. Bei den kristallinen Schichten nimmt die Absorption nach langen Wellen zu, genau wie bei massivem Metall. Auch die Farbe ist bei kolloiden Schichten anders als bei kristallinen. Während z. B. kristalline *Ag*-Schichten in der Durchsicht blau aussehen, nehmen kolloide Schichten alle möglichen Farben an. Die Leitfähigkeit ist bei kolloiden Schichten um mehrere Zehnerpotenzen kleiner als bei den kristallinen.

Dieser Bericht bildet eine kurze Zusammenfassung zweier Arbeiten, die demnächst ausführlich in der Zeitschrift für Physik erscheinen.

1) J. Ebeling, Zeitschr. f. Physik **32**, 489, 1925; **58**, 333, 1929.
2) Th. Dreisch u. E. Rütten, Zeitschr. f. Physik **60**, 69, 1930.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Wirkung der ultravioletten Belichtung auf den elektrischen Funken.

Von Johannes Claußnitzer.

I. Problemstellung.

H. Hertz (1) hat uns 1887 durch seine klassischen Versuche Kenntnis von der spannungssenkenden Wirkung des ultravioletten Lichtes auf den Funkenausbruch bei hochfrequenter Wechselspannung gegeben. Heute wissen wir, daß es sich dabei um die Beseitigung von Spannungsüberhöhungen über die statische Funkenspannung handelte. Diese Spannungsüberhöhungen, welche während der von A. Toepler entdeckten Verzögerungszeit erfolgen, treten bei schneller Spannungssteigerung bis zum Durchbruch, bei hochfrequenter Wechselspannung oder bei steiler Stirn von Wanderwellen auf (2). Versuche, welche vor allem von E. Warburg (3) angestellt worden sind, ließen es zweifelhaft erscheinen, ob neben der Beseitigung der Verzögerungszeit auch eine wesentliche Senkung der statischen Durchbruchspannung erzielt wird, wenn man die Kathode mit ultraviolettem Licht bestrahlt[1]).

Spätere, wenig beachtete Beobachtungen berichten im Gegensatz zu den genannten Arbeiten auch von einer spannungserhöhenden Lichtwirkung; auf diese sei hier etwas näher eingegangen.

Die ersten, welche bald nach H. Hertz schon 1890 von einer „Umkehrung" der Hertzschen Ergebnisse berichten, sind J. Elster und H. Geitel (4). Sie verwendeten als positive Elektroden Kugeln von $D = 1{,}4$ cm Durchmesser aus beliebigem Metall und Plattenkathoden aus amalgamiertem Zink, welche einander 6 bis 10 cm gegenüber standen. Reine Messingplatten erwiesen sich bei ihnen als ungeeignet. Sie beobachteten, daß bei Belichtung der Kathode mit Magnesiumlicht der Funkenstrom aussetzte, um nach Verlöschen der Lichtquelle sofort wieder einzusetzen. Sie erzielten eine Schlagweitenverkleinerung von etwa 1 mm. Positive Büschel verschwanden. Glimmlicht blieb während der Einwirkung des Lichtes bestehen. Weiterhin beobachteten sie, daß die Lichtwirkung auch bei Vorschaltfunken voll wirksam ist, und daß ausschließlich die Bestrahlung der Kathode den Effekt hervorruft. Die Erhöhung der Funkenspannung trat nur dann sicher ein, wenn die Kathodenplatte möglichst voll vom Licht getroffen wurde. Die bei höherer Spannung ausbrechenden Funken gingen über eine größere Kathodenfläche. Interessant ist der Hinweis, daß eine Verdrängung der positiven Entladung durch eine negative in ähnlicher Weise eingetreten sei, wie sie von H. Hittorf und E. Wiedemann (5) an der positiven Säule im Vakuum gesehen worden ist.

Erst 1908 berichtet W. Lebedinsky (6) als nächster über die hindernde Einwirkung von Strahlen auf den elektrischen Funken, wenn bei größerer Schlagweite eine positive Spitze einer Kugel gegenübersteht. Bei der Lichtwirkung hat sich die Funkenrichtung umgekehrt, während bei kleinsten Schlagweiten Funken beider Richtungen beobachtet wurden. Späterhin veröffentlicht der gleiche Verfasser (7) die Auffassung, daß es sich bei der Spannungserhöhung um eine Vergrößerung der dielektrischen Festigkeit handeln könnte. Die Ionisierungsfähigkeit der Strahlung soll nach ihm derart einwirken, daß sie bei großer Intensität große Gasionen erzeugt, auf welche der Lichtdruck die Entladung behindernd wirkt.

1913 schreibt M. Toepler (8), ohne daß diese Angabe beachtet worden ist, daß die Glimmentladung durch ultraviolette Bestrahlung begünstigt, ihr Existenzbereich erweitert und die der Glimmgrenze zugehörige Funkenspannung erhöht erscheine. Wesentliche Wirkung auf die Grenzspannung positiver Büschelentladung sei nicht vorhanden.

1921 sieht F. Trey (9) die Ursache dafür, daß der Funke durch eine starke Hilfsionisation gelöscht werden kann, während eine schwache ihn zündet, im elektrischen Wind. Mit der Toepler-Schlierenmethode beobachtet er, daß außer UV-Licht auch Luftbewegung in Richtung der Zentralen die Entladung zum Schweigen bringt. Er verwendet eine positive Spitze gegenüber einer negativen Kugel. Trey gibt ferner an, daß bei einer konstanten Schlagweite je nach Intensität der Lichtquelle sowohl Spannungserniedrigung als auch Spannungserhöhung auftreten kann.

Interessant ist noch die Aussage von M. Toepler (11), wonach sprühende Leiter auch erhöhend auf die Funkenspannung wirken können wie das ultraviolette Licht. Sprühentladungen in der Nachbarschaft der Funkenstrecke erzeugten eine Heraufsetzung der Spannung um 10—12 Proz.

1) Ausführliche Literaturzusammenstellung bei W. O. Schumann, Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen. Verlag Julius Springer, Berlin 1923, S. 16, 18.

Eine damit verwandte Beobachtung (12) veröffentlichte der gleiche Verfasser 1929, wonach das positive Glimmen durch das negative sehr begünstigt wird.

Eine wesentliche Ergänzung der geschilderten Beobachtungen bedeutet die von T. Terada, U. Nakaya und R. Yamamoto (13) 1931 festgestellte Tatsache, daß durch die Erhitzung einer in der Oberfläche einer Kugelkathode verborgenen Glühspirale auf Rotglut die Funkenentladung durch „kontinuierliche" negative und positive Büschelentladung ersetzt wird, und daß eine entsprechende Heizung der Anode nur das Aussehen und die Austrittsstelle der Funken verändert.

Für niedere Drucke gibt Th. Wulf (14) über den Geigerschen Spitzenzähler an, daß man das Aussetzen einer Büschelentladung beim Einschießen von Korpuskularstrahlen großer Intensität zum Registrieren einzelner Strahlen benutzen kann. Die Entladung erfolgte in Büschelentladungen für beide Vorzeichen der Spitze. Seine Versuche sind leider nicht eindeutig wegen der Verschiedenartigkeit der gleichzeitig verwendeten Radiumstrahlen.

Hinsichtlich des Einflusses der Oberflächenbeschaffenheit liegen keine Beobachtungen bei der erhöhenden Lichtwirkung vor. Bei der Spannungserniedrigung durch ultraviolette Bestrahlung existiert nach H. Hertz (1) kein Materialeinfluß der Pole, jedoch schien am ehesten Eisen einen Vorzug zu besitzen. Die Pole müßten rein und glatt sein. Seien sie verunreinigt oder durch langen Gebrauch korrodiert, versage die erniedrigende Lichtwirkung.

Es soll nun die Aufgabe der vorliegenden Arbeit sein, diesen Gegensatz zwischen Erniedrigung und Erhöhung der Funkenspannung durch ultraviolette Kathodenbelichtung aufzuklären und die verschiedenen Lichtwirkungen gegeneinander abzugrenzen. Dies gelingt bei Berücksichtigung der neueren Forschungsergebnisse über die Entladungsformen bei Atmosphärendruck.

II. Vorbemerkungen über Entladungsformen und Funkenspannungen bei Atmosphärendruck[1]).

Wie zuerst von M. Toepler (15) nachgewiesen wurde, gehört für bestimmte Elektroden zu jeder Schlagweite und Stromstärke eine bestimmte Entladungsform mit bestimmter Spannung zwischen den Elektroden. Die Existenzbereiche der einzelnen Formen bilden also im Schlagweite-Spannung-Stromstärke-Diagramm (spi) Zustandsflächen, wie in Fig. 1 dargestellt ist. Hier ist die Form an ihrer oberen Existenzgrenze ihres Flächenstücks, d. h. an ihrer oberen Grenzspannung, verzeichnet; z. B. bedeutet s, g die Grenze der Kombination „Streifenentladung an der Kathode — Glimmentladung an der Anode".

Beim Überschreiten der Grenze zweier einander folgender Entladungsformen wird infolge des dabei auftretenden Spannungssturzes ein Teil der auf den Elektroden angehäuften Elektrizität durch den Schlagraum selbsttätig stoßweise entladen. Je stärker dieser Entladungsstoß ist, um so mehr wird die Charakteristik der Entladung durch ihn selbst deformiert. Schreitet die plötzliche Selbstentladung bis zur Ausbildung eines Büschellichtbogens oder Bogens fort, so daß zwischen den Elektroden eine kurzdauernde Lichtsäule auftritt, so nennt man dieses Funkenbildung.

Funkenspannung heißt nun die Potentialdifferenz der Elektroden, bei welcher Funkenbildung eintritt. Jeder Übergang zwischen zwei Entladungsformen (Fig. 1) kann unter gün-

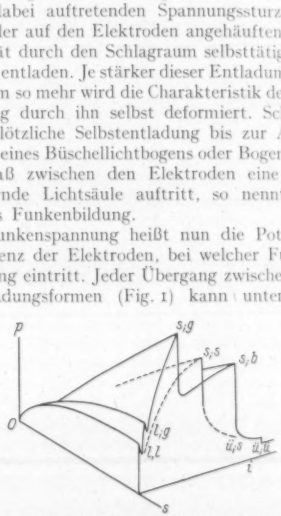


Fig. 1. Schlagweite-Spannungs-Strom-Fläche (Zustandsfläche) der Entladungsform zwischen zwei gleichen Kugeln nach M. Toepler (Arch. f. Elektrotechnik **17**, 395, 1926, Fig. 5).

l,l:	an Kathode	lichtlos,	an Anode	lichtlos	
l,g:	„	„ lichtlos,	„	„	Glimmen
s,g:	„	„ Streifen,	„	„	Glimmen
s,s:	„	„ Streifen,	„	„	Streifen
s,b:	„	„ Streifen,	„	„	Stielbüschel
$ü,s$:	„	„ Büschelbg.,	„	„	Streifen
$ü,ü$:	„	„ Büschelbg.,	„	„	Büschelbogen

stigen Umständen mit Funkenbildung verbunden sein, jede Grenzspannung kann also zugleich Funkenspannung sein. In der Regel wirkt jedoch nur die größte Grenzspannung funkenbildend. Bei Schlagweitenvergrößerung folgt die Funkenspannung zunächst der Anfangsspannung, welche das lichtlose Strömungsgebiet begrenzt, dann der Glimmgrenzspannung, weiterhin evtl. der Streifengrenzspannung, später der Büschelgrenzspannung. Es sind also mehrere Schlagweitenintervalle bezüglich der Art der Funkenspannung für den positiven wie für den negativen Anteil der Entladung zu beobachten.

1) Ausführliche Zusammenstellungen bei M. Toepler, Arch. f. Elektrotechn. **17**, 389, 1926; Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 73, 1929.

Zwischen den einzelnen Intervallen befinden sich Übergangsgebiete mit unbestimmter Funkenspannung, in denen die Funkenbildung bald an der einen, bald an der anderen Grenze oder aus labilen Zwischenwerten heraus erfolgt.

Eingehender ist bisher an Funkenstrecken zwecks Spannungsmessung nur die Funkenbildung aus Anfangsspannung (Kugeln, Platten, Zylinder) und Büschelgrenzspannung (Spitzen) untersucht worden. Für die Anfangsspannung gilt, bis auf neueste von M. Toepler (16, 17) gemachte Einschränkungen, bei symmetrischer Potentialverteilung an gleichen Kugelelektroden der Toepler-Peek-Formeltyp. Die Büschelgrenzspannung ist nahezu unabhängig von der Elektrodengröße und eine annähernd lineare Funktion kleiner Schlagweiten bis etwa $s = 10$cm.

In der Spannung-Schlagweite-Projektion können sich die einzelnen Grenzen auch schneiden und unterlaufen, womit vorzeitiger Funkenausbruch verbunden sein kann. Künstlich kann man diesen vorzeitigen Funkenausbruch durch Staubspitzen auf den Elektroden erzeugen, welche nach M. Toepler (18) den Funkenausbruch bei niedrigerer als der Anfangsspannung, nämlich schon an der tieferliegenden Grenzspannung der Büschel- oder Streifenentladung, veranlassen können.

Jedes Schlagweitenintervall hat seine besonderen Gesetzmäßigkeiten hinsichtlich der Funkenkonstante (19), der Abhängigkeit von Elektrodenform, Feldstörungen, Luftdruck, Luftfeuchtigkeit und Temperatur, auch von der Periodenzahl bei Wechselspannung.

Nach all diesem liegt der Gedanke nahe, daß sich die verschiedenen Entladungsformen, ihre Grenz- bzw. Funkenspannungen auch verschieden gegenüber der ultravioletten Belichtung verhalten werden, daß z. B. die eine Art Funkenspannung erniedrigt, eine andere erhöht wird ohne Änderung der Feldform, aus welcher sich der Funke bildet (wertändernder Lichteinfluß). Es ist aber auch damit zu rechnen, daß durch die Belichtung die eine Entladungsform durch eine andere ersetzt wird (artändernder Einfluß)[1].

Was nun die Reproduzierbarkeit der Entladungsgrenzen betrifft, so ist diese bei der Anfangsspannung in bestimmten Teilen ihres Verlaufs, nach neuesten Messungen aber nur bei gewissen Spannungsverteilungen, sehr gut, die Büschelgrenzspannung ebenfalls, abgesehen vom Feuchtigkeitseinfluß. Die uns noch besonders interessierende Glimmgrenze verhält sich anders.

1) Ein ähnliches Verhalten ist beim Einfluß von Spannungsstößen auf die Entladung zu beobachten, wo auch wertändernder vom artändernden Einfluß zu unterscheiden ist (20).

Nach M. Toepler (21) ist hervorzuheben, daß man für den Grenzübergang von Glimmentladung in Büschelentladung bei verschiedenen Versuchen auch für ganz ungeänderte Versuchsanordnung nicht jedesmal die gleichen Grenzstromstärken, also auch nicht die gleichen Grenzspannungen erhält. Außerdem bewirken kleine Störungen in der Stromzufuhr, daß das Glimmen sehr leicht in die Streifenentladung übergeht. Ein dauernd ungestörtes oder nahe kontinuierliches Glimmen findet, wenn man nicht künstliche Hilfsmittel verwendet, an größeren Elektroden in der Regel nur bei Spannungen statt, welche größer als die Anfangspotentialdifferenz sind. Abgesehen davon kann man aber Glimmen durch passende Überzüge über die Elektroden wie Rost, Mull u. a. erzwingen. Bei großen Schlagweiten ist auch stoßweises Glimmen zu beobachten, welches bei hinreichender Stromstärke direkt in nahezu kontinuierliche Glimmentladung übergeht. Mit wachsender Kugelgröße nimmt die Anfangsspannung rascher zu als die Glimmgrenzspannung. Da Glimmen bei kleinerer als der Anfangsspannung in der Regel nicht existenzfähig ist, so ist zu vermuten, daß positive Glimmentladung an großen metallenen Kugelanoden ohne Hilfsmittel schließlich überhaupt nicht mehr auftreten wird. Schon an einer blanken Metallkugel

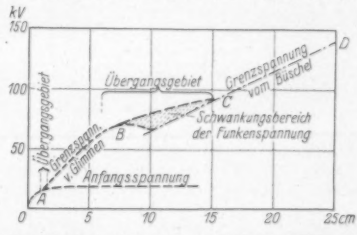


Fig. 2a. Schlagweitenintervalle in der Spannungs-Schlagweiten-Projektion der Zustandsfläche nach M. Toepler (ETZ **28**, 1025, 1907, Bild 5).

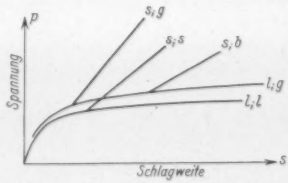


Fig. 2b. Die Grenzspannungen für Kugelfunkenstrecken mit unruhiger Gleichspannung in der Spannungs-Schlagweitenprojektion der Zustandsfläche nach M. Toepler (Arch. f. Elektrotechnik **17**, 393, 1926, Bild 4c).

von 3 cm Durchmesser dürfte reines positives Glimmen bei weniger als 10 cm Schlagweite nicht dauernd existenzfähig sein.

Dieses bisher bekannte Bild der Entladungsformen bei Atmosphärendruck hat jedoch in neuester Zeit verschiedene Ergänzungen erfahren.

Zunächst läßt die von M. Toepler entdeckte Knickstelle im Verlauf der Anfangsspannung (16, 17) grundlegende Unterschiede in der Funkenbildung bei kleinen und bei großen Schlagweiten erkennen. Ist der Funke unterhalb dieser Knickstelle nur aus den beidpoligen Funkenstämmen zusammengesetzt, so besteht er oberhalb aus drei Teilen, wieder den beiden Funkenstämmen und einem Überbrückungsfunken zwischen diesen Stämmen; darüber hinaus ist zu vermuten, daß sich der Überbrückungsfunke bei noch größeren Schlagweiten in ganze Familien ähnlicher Zwischenstücke auflöst.

Weiterhin sind die Angaben von M. Toepler (22) über das Wirken der bisher meist unberücksichtigten Streifenentladungen zu erwähnen, da sie unser Vorstellungsbild völlig ändern.

Daß bei Schlagweitenvergrößerung selbst in der Nähe der Anfangsspannung verschiedenartige Funkenbildung mit verschiedenster Beeinflußbarbeit und anderen Eigenschaften besteht, geht auch aus den Messungen von McMillan und Starr (23) hervor, die für Wechselhochspannung und Gleichspannung ohne Belichtung feststellten, daß mit Vergrößerung der

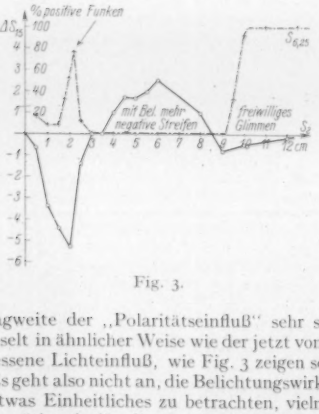


Fig. 3.

Schlagweite der „Polaritätseinfluß" sehr stark wechselt in ähnlicher Weise wie der jetzt von mir gemessene Lichteinfluß, wie Fig. 3 zeigen soll[1]).

Es geht also nicht an, die Belichtungswirkung als etwas Einheitliches zu betrachten, vielmehr ist es nötig, sie für die einzelnen Schlagweitenintervalle unterschiedlich zu bewerten.

1) Vgl. auch W. Lebedinsky (6), welcher mit Gleichspannung arbeitete.

III. Versuchsanordnung und Meßmethode.

Die Versuchsanordnung ist die gleiche, wie sie M. Toepler (18) zur Bestimmung der Meßgenauigkeit der Funkenspannung benutzte (betr. Vorprozesse). Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden im folgenden angewendet.

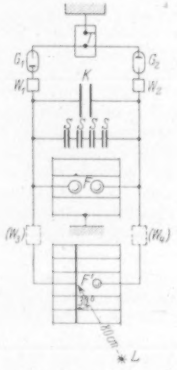


Fig. 4. Die Versuchsanordnung.

Ein Transformator T für 50 kV (Fig. 4) speiste bei einpoliger Erdung über die Glühventile G_1 und G_2 die symmetrisch aufgebaute Versuchsanordnung. W_1 und W_2 waren Wasserwiderstände von je 3×10^6 Ohm, K war ein Papierkondensator von 32400 cm Kapazität. $SSSS$ waren vier hintereinandergeschaltete Schachtelbatterien mit 2700 cm wirksamer Kapazität. Die Meßfunkenstrecke F (s_{12}) zwischen Kupferkugeln vom Durchmesser $D = 15$ cm war in einem 100 cm langen geerdeten Käfig von 46 cm l. W. montiert, welcher acht Sprossen von je 1,2 cm Durchmesser besaß. F war über die ausschaltbaren Wasserwiderstände W_3 und W_4 von je 3×10^5 Ohm mit der Versuchsstrecke F' (s_2) verbunden. Diese befand sich in einem Schutzkäfig von 60 cm l. W. mit zwölf Sprossen von je 2 cm Durchmesser aus Messingrohr.

Wegen unipolarer Ausstrahlungen ist es kaum möglich, Spannungssymmetrie dauernd und bei allen Schlagweiten zu erhalten (24). Es wurde daher, außer für einige Stichproben, stets eine Elektrode der Beobachtungsstrecke F' mit dem Käfig verbunden („gekäfigt"). Für die relativ kleinen Schlagweiten zwischen den 15-cm-Kugeln der Meßfunkenstrecke F war das nicht erforderlich.

Die auswechselbaren Elektroden waren mit Alkohol behandelte blanke, fettfreie Stahlkugeln, ursprünglich für Kugellager bestimmt. Die Kugelhalter hatten einen Durchmesser von

1 cm, für Kugeln unter $D = 5$ cm Durchmesser waren sie nach der Kugel hin unter 11° konisch zugespitzt und hatten an der Ansatzstelle der Kugeln einen kleinsten Durchmesser von 0,25 cm.

Einpolige „Käfigung", d. i. asymmetrische Potentialverteilung, wurde für zwei gleiche Elektroden durch leitende Verbindung eines Poles mit dem isolierten Käfig hergestellt. Bei der Anordnung Kugel gegen Platte war letztere in den Schutzkäfig eingepaßt, mit ihm also stets leitend verbunden.

Die Messung der Funkenspannung erfolgte in der Weise, daß zu der festeingestellten Schlagweite der Beobachtungsstrecke F' eine solche Schlagweite der Meßfunkenstrecke F interpolierend ermittelt wurde, bei der unter etwa 2000 Entladungen je 50 Proz. der Treffer auf F und F' entfielen. Die einzelnen Funkendurchbrüche erfolgten dabei in Zeitabständen von 1 bis 2 sec, so daß bei einem Spannungsanstieg von maximal 100 kV/sec keine Funkenverzögerung auftrat[1]).

Die Einstellung von F erfolgte mit Hilfe einer Mikrometerschraube, die des Schlagraums von F' wurde halbzentimeterweise geändert und mit Lehren nachgeprüft. Die Unsicherheit der Nullpunkteinstellung von F betrug $\pm$ 0,01 cm, die der Messung von Δs_{15} betrug $\pm$ 0,005 cm (1 cm s_{15} entspricht etwa 30 kV).

IV. Die Belichtung.

Als Lichtquelle L (Fig. 4) wurde eine Quarz-Quecksilberdampflampe der Quarzlampen-Gesellschaft Hanau verwendet, welche bei einer Klemmenspannung von 135 Volt und einer Bogenlänge von 125 mm einen Strom von 2,3 Ampère verbrauchte. Das Lampenspektrum reichte bis 220 mμ. Vorauszuschicken ist, daß alle Linien über 290 mμ zur Erzielung einer erhöhenden Lichtwirkung nicht wirksam waren, wie durch Ausblenden mit einer Glasplatte festgestellt werden konnte. Für die Erniedrigung der Funkenspannung reichte die langwellige Grenze des wirksamen Lichtes um ein Geringes weiter bis zu größeren Wellenlängen.

Die Lampe war in einem innen weißen Kasten aufgestellt, dessen Fenster von 4 cm Durchmesser mit einem Schieber verschließbar war. Der Brenner war vom Fenster 10 cm entfernt, das Fenster vom Kathodenmittelpunkt stets 80 cm.

1) Legt man bei der Kritik der folgenden Messungen die Ergebnisse von O. Buraway (2) und R. Strigel (25) über die Größenordnung der Verzögerungszeit zugrunde, so würde die durch Beseitigung des Restverzuges bei ultravioletter Kathodenbestrahlung eintretende scheinbare Erniedrigung der Funkenspannung bei einer Verzögerungszeit von 10^{-6} bis 10^{-5} sec und einem Spannungsanstieg von 100 kV/sec nur 0,1 bis 1,0 Volt betragen.

Zunächst wurde festgestellt, daß eine Belichtung des Schlagraumes zwischen den Elektroden keinen Erfolg hatte. Die ausschließliche Belichtung der blanken Anode wirkte, wenn auch schwach; dies ist sicher als die Wirkung solchen Lichtes aufzufassen, welches nach seiner Reflexion an der Anode auf die Kathode auftrifft. Zur Aufklärung dieser Lichtwirkung wurde eine Meßreihe angestellt, welche in Fig. 5 dargestellt ist.

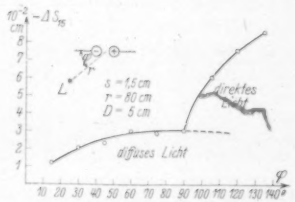


Fig. 5. Die Abhängigkeit der Lichtwirkung vom Einfallswinkel.

Fig. 5 zeigt die Abhängigkeit der spannungserniedrigenden Lichtwirkung von der Einfallsrichtung des Lichts bei einer symmetrischen 5-cm-Kugelfunkenstrecke von 1,5 cm Schlagweite. Demnach ist schon eine erniedrigende Lichtwirkung auf die Funkenspannung vorhanden, auch wenn die Stelle des Funkenausbruchs an der Kathode noch nicht direkt bestrahlt wird. Diese Wirkung wird von dem Licht hervorgerufen, welches durch Reflexion diffus aus der Umgebung kommt.

Aus Fig. 5 kann man auch weiterhin erkennen, daß eine Untersuchung der Intensitätsabhängigkeit der Lichtwirkung durch das fast unvermeidbare Zusammenwirken von direkt einfallendem, mit diffus aus der Umgebung kommendem Licht sehr erschwert wird.

Das zur Belichtung verwendete Lichtbündel hatte immer, falls nicht ausdrücklich anders vermerkt wird, einen Einfallswinkel von 60° gegen die Elektrodenzentrale, welcher deshalb gewählt wurde, um möglichst steilen Einfall, also größte Lichtintensität, und doch geringste Schattenwirkung durch die Anode zu erhalten. Bei 5-cm-Kugelfunkenstrecken befand sich der Anodenschatten bei 60° Einfall noch bis $s = 0{,}5$ cm innerhalb der höchstens bestrahlbaren Kathodenfläche, bei den noch größeren Kugeln, welche verwendet wurden, etwa bis $s = 1$ cm. Alle Werte unterhalb dieser Schlagweiten besitzen deshalb bei vorliegender Anordnung eine relative Unsicherheit.

Bemerkenswert ist noch, daß bei der Anordnung Anodenkugel gegen Kathodenplatte der

Anodenschatten nicht stört; nötig ist zur Erzielung der vollen spannungserhöhenden Lichtwirkung nur eine zu bestrahlende Mindestfläche der Kathode von 15 bis 20 cm Durchmesser um die Elektrodenzentrale, für die Erniedrigung in Anbetracht der fraglichen kleinen Schlagweiten eine Fläche von etwa 2 bis 3 cm Durchmesser.

Bei allen Messungen ist selbstverständlich alles ultraviolette Licht von der Meßfunkenstrecke F sorgfältig abgehalten worden, um eindeutige Ergebnisse zu erzielen.

V. Messungen an 2-cm-Kugeln.

Um Komplikationen zu vermeiden, werden in diesem Abschnitt nur Messungen mit hochglanzpolierten Elektroden behandelt. Der Einfluß der Korrosion ist in einem folgenden Abschnitt dargestellt.

Die Abschnitte Va bis e behandeln verschiedene Anordnungen in der Reihenfolge, daß die Feldlinien an der Kathode von Anordnung zu Anordnung immer mehr, an der Anode immer weniger auseinanderspreizen.

Der wichtigste Teil der Messungen für 2-cm-Kugeln ist in Tabelle I S. 799 wiedergegeben.

Als typisch in verschiedenster Hinsicht können die Beobachtungen und Messungen zu Vb angesehen werden; deshalb ist auf allgemeingültige Einzelheiten in Abschnitt Vb besonders ausführlich eingegangen worden.

a) Positive Kugel gegen gekäfigte Plattenkathode (Fig. 6).

Fig. 6 zeigte die Änderung der Funkenspannung ($\mp \Delta s_{15}$ als Ab- und Zunahme von s_{15}) bei ultravioletter Kathodenbestrahlung. Eine weitere ähnliche Kurve würde man aus den Messungen zu Fig. 14d für „labil" erhalten.

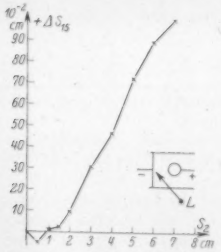


Fig. 6. Die Lichtwirkung bei Kugelanode ($D = 2$ cm) gegen Plattenkathode.

Daraus ist zu entnehmen, daß bei kleinen Schlagweiten eine Erniedrigung der Funkenspannung auftritt, die mit zunehmender Schlagweite einen Höchstwert überschreitet, um in eine Spannungserhöhung überzugehen. Die Erhöhung nimmt zunächst langsam zu, später sehr schnell. Der absolute Betrag der Erhöhung ist bis zum 25fachen der größten Erniedrigung beobachtet worden.

Zusammenfassend lassen sich hier also drei Schlagweitenintervalle mit verschiedener Wirkung der ultravioletten Kathodenbelichtung feststellen.

Da die Spannungssteigerung immer so langsam erfolgte, daß eine Funkenverzögerung auch ohne Belichtung ausgeschlossen war, ist die Senkung der Funkenspannung, welche im ersten Intervall zu beobachten ist, real und nicht als Folge einer Beseitigung der Funkenverzögerung aufzufassen.

In den Schlagweitenintervallen, welche demjenigen der Erniedrigung folgen, ist die Erhöhung der Funkenspannung bei Belichtung mit Auftreten einer Glimmhaut an der Anode, also von positiver Glimmentladung, vor Funkenausbruch verbunden. Man kann sie, da sie nach Aufheben der Belichtung nicht sofort verschwindet, gerade noch als solche erkennen.

Es findet also durch die Wirkung der Belichtung bei der Erhöhung der Funkenspannung ein völliger Umbau des Entladungsmechanismus im gesamten Schlagraum statt; die Lichtwirkung auf die Kathode beeinflußt den Elektrizitätsaustritt an der Anode in den Schlagweitenintervallen 2 und 3 bei Fig. 6 artändernd.

Bemerkenswert erscheint, wie die Belichtung diese Artänderung einleitet. Ohne Belichtung gibt es nach Überschreiten der Anfangsspannung fast sofort Funken; man hört vorher ziemlich gut von der Anode ausgehende Stoßentladungen (Stoßbüschel, Stoßstreifen), welche durch den Spannungssturz nach Überschreiten der Anfangsspannung (Fig. 1) ausgelöst werden. Die Funkenspannung liegt hier, genau genommen, ohne Belichtung auch schon etwas höher als die Anfangsspannung. Bei Belichtung verschwinden die Stoßentladungen, statt ihrer tritt das anodische Glimmen auf.

Schon bei Kugelanoden vom Durchmesser $D = 2$ cm kommt es vor (vgl. auch Fig. 14d), daß nach ein- bis zweimaligem Zünden des Funkens an der neuen Glimmgrenze die nächsten Durchbrüche zwar auch noch weit über der Anfangsspannung erfolgen, jedoch weiterhin stabil bei kleineren Spannungen als das erste Mal, wenn auch hin und wieder nach den einander rasch folgenden Funkenserien kleinerer Spannung von selbst die höchsten Spannungswerte von neuem erreicht werden.

Vorschaltwiderstände begünstigen zwar das Glimmen etwas, sie verbessern aber keineswegs

die Möglichkeit, durch Belichtung dieselben höchsten Grenzspannungen zu erreichen.

Vorschaltfunken, sofern sie nicht zu lang sind, beeinflussen die Erhöhung der Funkenspannung nicht.

b) Positive Kugel gegen gekäfigte negative Kugel (Fig. 7).

Der Einfluß der Belichtung bei vorliegender Anordnung kann als typisches Beispiel gelten, da diese Messung alle Wirkungsmöglichkeiten des ultravioletten Lichtes auf Funkenstrecken enthält.

Wie Fig. 7, in welchem die stark ausgezogene Kurve für eine Elektrodenkapazität von $C = 2700$ cm der Kurve in Fig. 6 und die eingezeichneten Meßschlagweitenkurven s_{15} den Kurven in Fig. 14d entsprechen, erkennen läßt, beobachtet man hier das Auftreten einer noch größeren Zahl von Schlagweitenintervallen verschiedener Belichtungswirkungen als im vorhergehenden Abschnitt.

Ein erstes Intervall zeigt zunächst in dem Teil bis zu einer Schlagweite von $s_2 = 0{,}6$ cm eine kleine Erhöhung der Funkenspannung durch Belichtung. Daß diese Erhöhung nicht als besonderes Intervall angesprochen werden kann, wird noch in einem späteren Abschnitt ausführlich dargestellt. An diesen Teil des ersten Intervalls schließt sich mit der Vergrößerung der Schlagweite ein Gebiet der Spannungserniedrigung an, welche einen Extremwert bei einer Schlagweite besitzt, die mit der Knickstelle im Verlauf der Anfangsspannung von M. Toepler (16) als der Trennungsstelle zweier Arten von Funkenbildung zusammenfällt.

Ein zweites Intervall mit einem zweiten Höchstwert der Erniedrigung kann sich – mitunter weniger deutlich – jedoch ohne äußere Erscheinung ausbilden, so daß sich nichts aussagen läßt.

Die Erniedrigung der Funkenspannung beträgt etwa 5 Proz. der unbeeinflußten Durchbruchsspannung.

Auch die weiter folgende Erhöhung der Funkenspannung durch ultraviolette Kathodenbestrahlung zeigt in Fig. 7 komplizierteres Verhalten als in Fig. 6. Es bestehen drei deutlich getrennte Intervalle, in Fig. 7 mit 3, 4 und 5 benannt. Das Intervall 4 mit besonders großer Erhöhung von 30 kV oder 52 Proz. ist offenbar seinerseits noch aus Stufen aufgebaut. Bei Intervall 5 ist es für diese Meßreihe unsicher, ob Erhöhung oder Erniedrigung vorliegt.

Im einzelnen ist zu den drei Erhöhungsintervallen folgendes zu bemerken:

Im Schlagweitenbereich 3, welcher sich unmittelbar an die beiden Erniedrigungsintervalle anschließt und welcher dem später in den Fig. 12–14 gezeigten, eingebeulten Verlauf der durch Belichtung erzielten Funkenspannung für positive Kugel gegen negative Platte entspricht, reicht nach Fig. 2b die Erhöhung nur bis zur Grenze s_3 der beiderseitigen Streifenentladung. Ohne Belichtung bricht der Funke wie im vorigen Abschnitt knapp oberhalb der Anfangsspannung

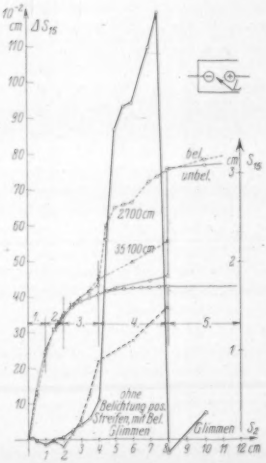


Fig. 7.

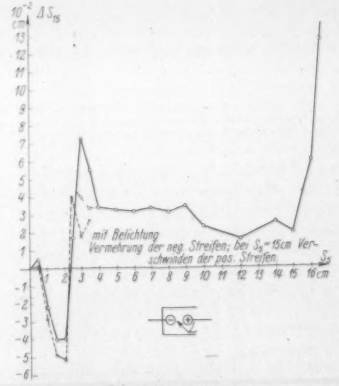


Fig. 7a. Kugeldurchmesser $D = 5$ cm.
○ Kapazität $C = 2700$ cm. × Kapazität $C = 35100$ cm.

aus. Mit Belichtung ist jedoch das Überschreiten der Anfangsspannung nicht entfernt so gut wahrnehmbar als ohne Belichtung.

Die größte Erhöhung tritt im Intervall 4 auf, und zwar dann, wenn ohne Belichtung an der Anode Neigung zu positiver Streifenentladung besteht, die an kleinen Elektroden an ihrem charakteristischen Geräusch besonders gut hörbar und auch gut erkennbar ist.

Die positiven Streifen bilden sich immer bei unruhiger Stromzufuhr, ebenso bei künstlichen Spannungsstürzen, z. B. Vorschaltfunken, aus. Sie erscheinen aber auch gern bei blanken Anoden und gleichzeitiger Käfigung der Kathode. Ihrer Unruhe halber bricht die positive Streifenentladung schon bei einer nur wenig über der Anfangsspannung liegenden Spannung durch, ebenso wie die positive Stoßbüschelentladung. Sobald diese beiden Entladungsformen nur wenige bevorzugte Austrittstellen an der Anode finden, ist positives Glimmen allein kaum zu erhalten; es tritt dann höchstens mit diesen Formen zusammen als Mischform auf, aber auch nur bis zur beschriebenen Grenze s, s oder einer tieferen Störgrenze.

Das Geräusch der schon bei der Anfangsspannung ausbrechenden negativen Streifenentladung ist ohne Belichtung ziemlich hart. Im Gegensatz zur positiven Streifenentladung, die über die ganze Anode verteilt ist, tritt die negative hauptsächlich in einer ringförmigen Zone um die Elektrodenzentrale aus der Kathode aus, wobei sie eine kahle, kreisförmige Stelle einschließt. Die negativen Streifen sind ohne Belichtung sehr lang und dick, jedenfalls kräftiger als die positiven.

Läßt man nun in diesem Intervall 4 den ultravioletten Strahlenkegel auf die Kathode fallen, so zeigt sich zuerst als besonders eindrucksvolle Wirkung bei kleiner Lichtintensität eine Beruhigung der positiven Streifenentladung und deren Zusammendrängen in die Elektrodenzentrale unter gleichzeitiger Verkürzung ihrer Länge. Ist positives Stoßbüschel vorhanden, so verkümmert es. Entsprechend bildet sich neben diesen Formen eine Glimmhaut auf der Anode aus, so daß nun verschiedene Entladungsformen gleichzeitig als eine Art Mischform auftreten. Bei starker Belichtung verschwinden positive Streifen und Stoßbüschel in der Elektrodenzentrale und machen dem positiven Glimmen Platz. Positive Streifen und Stoßbüschel werden also unterdrückt und an ihrer Stelle positives Glimmen erzeugt.

Nicht so auffallend ist die gleichzeitige Belichtungswirkung an der Kathode: die negativen Streifen werden kürzer, feiner und farbloser, vermehren sich und verteilen sich gleichmäßig über eine viel größere Kathodenoberfläche, wobei ihr Geräusch auffallend sanft wird. Die negative Streifenentladung entfaltet sich bei Belichtung aus der Elektrodenzentrale unter gleichzeitiger Vermehrung ihrer Zahl.

Die neue Funkenspannung fällt mit der Grenze s, g in Fig. 2b zusammen. Große Elektrodenkapazität verwickelt die Verhältnisse in Intervall 4 und macht nur die Grenze s, s erreichbar, obgleich die Belichtung die Kombination negativer Streifen an der Kathode und positiven Glimmens an der Anode herstellt. Offenbar hält die große Elektrodenkapazität bei Störungen im Schlagraum die Potentialdifferenz bis zur vollendeten Ausbildung der positiven Streifen aufrecht und macht sie dadurch lebensfähig. Daraus erklärt sich der doppelte Aufbau von Intervall 4 in Fig. 7.

Weiterhin ist zu beobachten, daß die Erhöhung der Durchbruchsspannung bei Belichtung von einer bestimmten Schlagweite ab im Intervall 5 verschwindet. Da in diesem Abschnitt positives Glimmen freiwillig existenzfähig ist, bleibt nur eine wertändernde Lichtwirkung im Gegensatz zur artändernden in den Intervallen 3 und 4 möglich. Infolge der Trägheit, mit der sich die Lichtwirkung einstellt, ist die Bestimmung der Änderungsrichtung der Funkenspannung in Intervall 5 schwierig, zumal es sich hier nicht um eine grundlegende Änderung der Art des Elektrizitätsaustritts handelt.

Zusammenfassend ergibt sich in Fig. 7 durch die Betrachtung der geänderten Spannungswerte neben den erwirkten Spannungsdifferenzen, daß man mit den einfachen Anschauungen über die Funkenspannungen als den Grenzen der Entladungsarten Dunkelstrom, Streifen, Glimmen, Büschel nicht auskommt, sondern daß mehrere Schlagweitenintervalle unterschieden werden müssen, auch wenn es sich um die scheinbar einheitliche Anfangsspannung handelt (Fig. 3). Ein Kriterium ist die Wirkung der ultravioletten Kathodenbestrahlung.

c) Symmetrische Anordnung, Käfig gegen beide Kugelelektroden isoliert und geerdet (Fig. 8).

Die zu Fig. 3 erwähnte Funkenpolarität, verstärkt durch die asymmetrische Belichtungswirkung, ließ erfahrungsgemäß eine symmetrische Potentialverteilung kaum aufrecht erhalten. Dieser Umstand gibt diesem Abschnitt nur den Wert der Datenvervollständigung, ohne daß man aus ihm grundlegende Schlüsse ziehen darf.

Tabelle I.

Der Lichteinfluß auf die 2-cm-Kugelfunkenstrecke für $C = 2700\,\mathrm{cm}$

Schaltung	a) kathodische Käfigung (zu Fig. 7) in Vb			b) symmetrische Käfigung (zu Fig. 8) in Vc			c) anodische Käfigung (zu Fig. 9) in Vd		
Schlagweite	Anfangsspannung	Funkenspannung		Anfangsspannung	Funkenspannung		Anfangsspannung	Funkenspannung	
		s_2 unbel.	s_2 bel.		s_2 unbel.	s_2 bel.		s_2 unbel.	s_2 bel.
s_2 in cm	s_{15} in cm	s_{15} in cm	s_{15} in cm	s_{15} in cm	s_{15} in cm	s_{15} in cm	s_{15} in cm	s_{15} in cm	s_{15} in cm
0,5	0,52	0,518	0,512	0,52	0,520	0,513	0,51	0,509	0,510
1,0	0,97	0,968	0,952	1,00	0,995	0,961	0,96	0,964	0,951
1,5	1,23	1,233	1,233	1,38	1,383	1,338	1,22	1,220	1,233
2,0	1,40	1,400	1,405	1,68	1,677	1,623	1,40	1,397	1,406
2,5	1,48	1,482	1,510	1,82	1,818	1,805	1,49	1,488	1,484
3,0	1,55	1,549	1,587	1,97	1,965	1,965	1,56	1,587	1,560
3,5	1,61	1,605	1,661	2,09	2,088	2,088	1,62	1,653	1,626
4,0	1,64	1,635	1,743	2,21	2,209	2,218	1,65	1,703	1,786
4,5	1,67	1,684	2,430	2,28	2,283	2,300	1,68	1,889	1,667
5,0	1,68	1,692	2,560	2,34	2,338	2,354	1,70	2,025	2,030
6,0	1,70	1,724	2,669	2,44	2,477	2,501	1,72	2,268	2,290
8,0	1,73	1,850/3,05	3,015	2,53	2,659	2,639	1,75	2,668	2,693
10,0	1,73	3,097	3,175	2,64	2,886	2,881	1,77	2,999	3,008

Fig. 8 zeigt die gleiche Intervallverteilung für die Lichtwirkung wie Fig. 7. Jedoch ist das erste Erniedrigungsextrem stärker ausgebildet. Das zweite Extrem unbekannter Ursache ist ebenfalls angedeutet. Der Betrag der Spannungserhöhung ist auffallend klein; die Ursache dieses Unterschiedes kann daher kommen, daß die Spannungsverteilung ohne Belichtung der Kathode symmetrischer war als mit Belichtung und den damit verbundenen starken, unipolaren Ausstrahlungen.

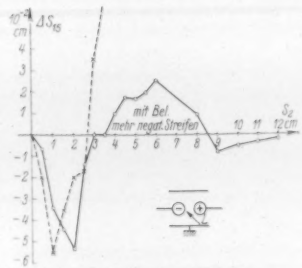


Fig. 8. Kugeldurchmesser $D = 2$ cm.
○ Kapazität $C = 2700$ cm. × Kapazität $C = 35\,100$ cm.

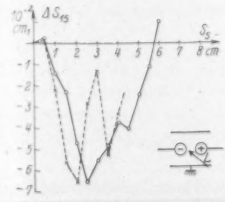


Fig. 8a. Kugeldurchmesser $D = 5$ cm.
○ Kapazität $C = 2700$ cm. × Kapazität $C = 35\,100$ cm.

In diesem Zusammenhange fällt auf, daß die Differenzbildung „symmetrisch, belichtet (zu Fig. 8)" und „anodische Käfigung, Anfangsspannung" (zu Fig. 9) beinahe die Werte in Fig. 6 ergibt, wie aus Tabelle I zu entnehmen ist.

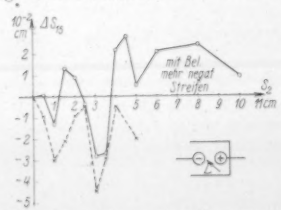


Fig. 9. Kugeldurchmesser $D = 2$ cm.
○ Kapazität $C = 2700$ cm. × Kapazität $C = 35\,100$ cm.

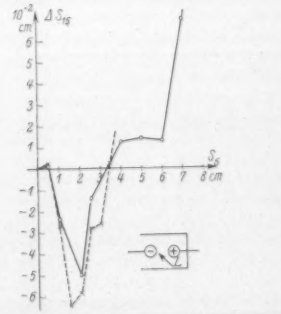


Fig. 9a. Kugeldurchmesser $D = 5$ cm.
○ Kapazität $C = 2700$ cm. × Kapazität $C = 35\,100$ cm.

d) Positive, gekäfigte Kugel gegen negative Kugel (Fig. 9).

Daß zwei Erniedrigungsextreme vorliegen, ist bei den Messungen zu Fig. 9 besonders auffallend. Das zweite Extrem ist sogar kräftiger als das erste. (An großen Kugeln, wie in Fig. 9a, ist es nur dadurch angedeutet, daß es die Steilheit des Kurvenanstiegs nach dem ersten Maximum der Erniedrigung unterbricht, ehe die Erhöhung einsetzt.)

Hervorzuheben ist, daß unter Umständen, wie in Fig. 9, zwischen den beiden Erniedrigungsextremen sogar ein Gebiet der Erhöhung liegen kann.

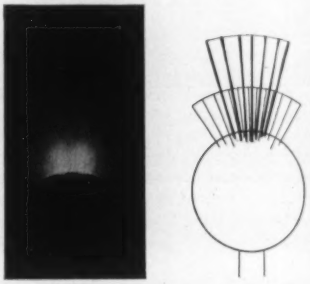
Die gleiche Messung zeigt noch, daß mindestens das zweite Erniedrigungsextrem von einer Erleichterung der negativen Streifenbildung in der Elektrodenzentrale, die erhöhende Lichtwirkung von der Verteilung dieser Streifenentladung über die ganze, der Anode zugekehrte Kathodenhälfte herrührt. Der geringe Betrag der Spannungserhöhung durch Kathodenbelichtung erklärt sich nach Tabelle I daraus, daß schon ohne Belichtung der Funkenausbruch weit über der Anfangsspannung erfolgte, so daß die Erhöhung bis zur Grenze s, g von der Grenze s, s aus naturgemäß kleiner sein muß als in Fig. 7, wo sie aus der Nähe der Grenze l, l erfolgte (vgl. auch Fig. 2b).

e) Positive Platte gegen negative Kugel.

Im Falle gänzlich unterdrückter positiver Entladung, wie er für die Anordnung positive Platte gegen negative Kugel vorliegt, wurde keine wesentliche Änderung der Funkenspannung, welche zugleich Streifengrenzspannung ist, beobachtet. Belichtet wurde die Kathode indirekt vermittels eines an der Anode reflektierten Lichtbündels, da die große Anodenplatte eine direkte Belichtung der Kathode unter 60° gegen die Elektrodenzentrale verhindert.

Lediglich bei sehr rascher Funkenfolge mit der Möglichkeit der Funkenverzögerung wurden während der Belichtung gleichzeitige Funkenübergänge an den parallelgeschalteten Funkenstrecken F und F' (vgl. Fig. 4) beobachtet. (Diese Gleichzeitigkeit kann als Kriterium der Funkenverzögerung gewertet werden und ist besonders bei Stoßanordnungen für rasch ansteigende Spannung bzw. Spannungswellen mit steiler Stirn typisch ohne und mit Belichtung der Kathode zu beobachten.) Die Erniedrigung der Funkenspannung durch Belichtung lag für die Anordnung positive Platte gegen negative Kugel bei einer Spannungssteigerung von etwa 80 kV/sec innerhalb der Fehlergrenze der angewendeten Meßmethode.

Diese Anordnung bietet jedoch die Möglichkeit, die beiden Arten negativer Streifenentladung, um die es sich bei der Belichtungswirkung handelt, auch ohne Kathodenbelichtung zu demonstrieren. Fig. 10 zeigt die negative Streifenentladung an einer 2-cm-Kugel, wie sie ohne



a) b)

Fig. 10 a) u. b). Zwei Arten negativer Streifenentladung ($D = 2$ cm, $s = 6{,}0$ cm, $i = 0{,}1$ mA, $V = 62$ kV).

Belichtung auftritt. Es ist eine kräftige und lange Streifenentladung A in kranzförmiger Anordnung um einen streifenlosen Fleck in der Elektrodenzentrale, welcher sich besonders auffallend bei großen Stromstärken ausbildet, zu beobachten, gleichzeitig zwischen dieser und um sie herum eine feine und kurze zweite Art B. Beide Arten treten, wenn auch nicht so gut sichtbar wie in diesem Falle, ohne Belichtung der Kathode auch an der Kathode von Kugelfunkenstrecken gleichzeitig auf.

Bei der Erhöhung der Funkenspannung durch die ultraviolette Kathodenbestrahlung wird die lange Art A ausschließlich durch die kurze Art B ersetzt, welche sich dabei über eine größere Kathodenoberfläche ausbreitet.

VI. Messungen an 5-cm-Kugeln.

Die Messungen an 5-cm-Kugeln wurden in gleicher Weise wie diejenigen an 2-cm-Kugeln in Abschnitt V durchgeführt. Analog den Fig. 7, 8, und 9 ergaben sich die in den entsprechenden Fig. 7a, 8a und 9a angegebenen Kurven. Ein Vergleich zeigt, daß qualitativ alles im Abschnitt V Gesagte ungeändert erhalten bleibt.

VII. Belichtung und Zustandsfläche.

Eine Betrachtung der Grenz- bzw. Funkenspannungen und ihrer Beeinflussung durch ultraviolette Kathodenbelichtung ergibt noch keine Aussage über die Beeinflussung der gesamten

Entladungscharakteristiken oder, allgemeiner, der Zustandsfläche der Entladungsformen. Die Änderung der Grenzspannung kann sowohl durch vorzeitigen als auch verspäteten Abbruch eines unveränderten Stückes der Zustandsfläche (vgl. Fig. 1) veranlaßt sein oder durch eine Änderung der Zustandsflächenwerte ohne Änderung der Grenzstromstärke oder auch durch beides zugleich.

Die Änderung der Dunkelstromcharakteristik, ihrer Sättigungsstromstärke und ihrer Sättigungsspannung ist bekannt[1]). Unbekannt ist jedoch die Änderung der übrigen Charakteristikenflächenstücke.

Mit Hilfe eines Röhrengalvanometers, das einen Kompensationskreis zur Beobachtung der Stromänderung unter dem Einfluß der Kathodenbestrahlung besaß, ergab sich, daß eine Änderung der Stromstärke der positiven Glimmentladung bei der Anordnung „positive Kugel gegen negative Platte" kleiner war als 1 Promille. Die gleichzeitige Kontrolle der Brennspannung ergab das gleiche. Diese Stichprobe zeigt, daß die Belichtung mit wertändernder Wirkung auf die Grenzspannung des positiven Glimmens dessen Charakteristik, trotzdem die Entladung auffallend geräuschlos wird (26), nicht verändert, sondern den nicht verlagerten Glimmlappen der Zustandsfläche nur über die alte Grenze hinaus nach größeren Stromstärken erweitert, während jede Artänderung den nicht verlagerten Zustandslappen nach kleineren, seltener größeren Schlagweiten ausdehnt.

Bei anderen Entladungsformen ist die Kontrolle wegen der Gefahr der Artänderung durch die Kathodenbestrahlung schwer vorzunehmen. Jedenfalls bleibt aber der Zustandslappen der statischen positiven Stielbüschelentladung bei den zur Verfügung stehenden Lichtintensitäten gänzlich unbeeinflußt.

VIII. Die Beeinflussung der Lichtwirkung durch die Korrosion der Kathode.

Ein Einfluß der Anodenbeschaffenheit auf die Belichtungswirkung wurde nicht festgestellt, dagegen ein wesentlicher der Kathodenkorrosion.

Fig. 11 zeigt eine Meßreihe, welche im Bereich der Erniedrigung an einer symmetrischen 5-cm-Kugelfunkenstrecke mit Stahlkugeln bei einer Elektrodenkapazität von 35100 cm vorgenommen wurde. Die Korrosion erfolgte durch die starken Funkenentladungen selbst, die Funkenzahl war ihr Maß.

1) Vgl. J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. Verlag J. A. Barth, Leipzig 1902, S. 182 usf.

Nach Abschnitt V tritt im Anfang des ersten Schlagweitenintervalls bei Schlagweiten bis etwa $s = 0{,}6$ cm eine kleine Erhöhung der Funkenspannung durch Belichtung auf, wie auch Fig. 11 zeigt. Eine für alle Elektrodenanordnungen

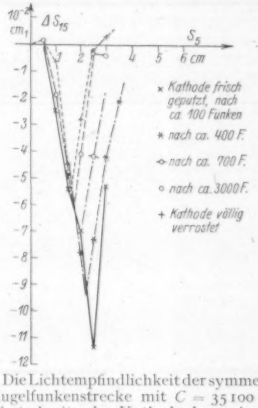


Fig. 11. Die Lichtempfindlichkeit der symmetrischen 5-cm-Kugelfunkenstrecke mit $C = 35100$ cm bei fortschreitender Kathodenkorrosion.

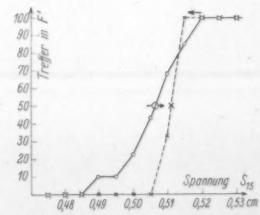


Fig. 11a. Erhöhung der Funkenspannung durch Versteilung der Hauptgruppe bei symmetrischer 5-cm-Kugelfunkenstrecke. $S_5 = 0{,}5$ cm; $C = 2700$ cm.

gleichartige Wirkung des ultravioletten Lichts besteht nun in einer Verkürzung der von M. Toepler (18) beschriebenen Vor- und Hauptgruppen der Entladung. Fig. 11a stellt für die gleiche Anordnung wie in Fig. 11 diejenige Anzahl von Treffern für einige in s_{15} ausgedrückte Spannungen dar, welche unter 100 Funken in F und F' auf die zu untersuchende Strecke F' entfielen, wobei letztere stets eine Schlagweite von $s = 0{,}5$ cm hatte. Die in Fig. 11a nach Wegbrennen der Außenseiter und der Vorgruppen übriggebliebene Hauptgruppe der Funkenentladung ohne Belichtung steigt langsam von 0 bis 100 Proz. Treffern an. Nach Fig. 11a macht die Belichtung den Anstieg der Hauptgruppe steiler; dabei wandert der Hauptwert von 50 Proz.

nach höheren Spannungen, der von 100 Proz. nach tieferen. Für Werte über 90 Proz. wird die Spannung stets erniedrigt. Bei größeren Schlagweiten als $s = 0{,}6$ cm überwiegt die Spannungserniedrigung der Hauptgruppe die Spannungserhöhung des Hauptwertes von 50 Proz. Treffern und verbirgt sie somit.

Man kann diesen Erhöhungseffekt der ultravioletten Kathodenbestrahlung also nicht einem bestimmten Schlagweitenintervall der Funkenbildung und der Belichtungswirkung zuordnen, sondern muß ihn allen Schlagweiten als die Folge einer Oberflächenveränderung der Kathode zuschreiben, welche mechanischer oder elektrischer Natur sein kann.

Oberhalb der Schlagweite von $s = 0{,}6$ cm besteht nach Fig. 11 eine Unabhängigkeit der Spannungserniedrigung von der Stärke der Kathodenkorrosion, und zwar bis zur M. Toeplerschen Knickstelle im Verlauf der Anfangsspannung, welche mit dem ersten Erniedrigungsextrem zusammenfällt. Oberhalb der Knickstelle nimmt mit der Stärke der Kathodenkorrosion die Beeinflußbarkeit der Funkenspannung durch Belichtung bis zu einem Grenzwerte ab. Diese Begrenzung rührt wohl zum Teil daher, daß bei einem gewissen Korrosionszustand der Funke selbst wieder einen Teil der verunreinigten Oberfläche blank legt. Das Extrem der Erniedrigung wandert also mit zunehmender Korrosion nach kleinen Schlagweiten, ebenfalls bis zu einem wie eben begründeten Grenzwert.

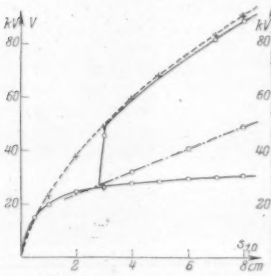


Fig. 12a. Anode 1 cm ⌀.

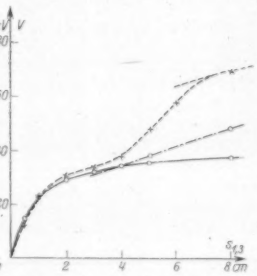


Fig. 12b. Anode 1,3 cm ⌀.

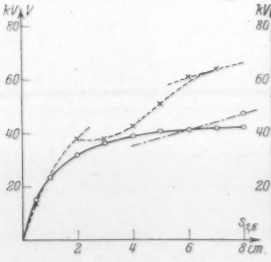


Fig. 12c. Anode 1,6 cm ⌀.

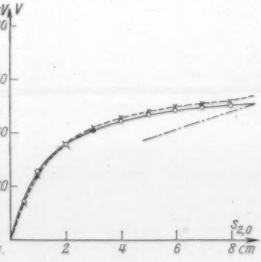


Fig. 12d. Anode 2 cm ⌀.

Kugelanode gegen Plattenkathode ohne Käfig, Kathode korrodiert.

Mit der Verschiebung des Erniedrigungsextrems wandert, mit ihm zusammenhängend, die Toeplersche Knickstelle im Verlauf der Anfangsspannung bei zunehmender Kathodenkorrosion nach kleinen Schlagweiten; unterhalb der Knickstelle ist die Funkenspannung unabhängig von der Kathodenkorrosion im Gegensatz zu Schlagweiten oberhalb derselben.

In wie verschiedener Weise die Belichtung einer Plattenkathode oberhalb der Toeplerschen Knickstelle überhaupt, wie auch bei verschiedenem Durchmesser der Kugelanoden wirkt, wie ferner das Blankputzen sehr stark korrodierter und verschmutzter Kathodenoberflächen und wie außerdem die Käfigung die Belichtungswirkung beeinflussen, ist aus den Fig. 12–14 zu ersehen. Diese und weitere zahlreiche Messungen bilden die Grundlage zu den Fig. 16a–c. In den Fig. 12–14 bedeuten die ausgezogenen Linien die Anfangsspannung und die Glimmgrenzspannung, die strichpunktierte die statische Büschelgrenzspannung ohne Belichtung, wobei die jeweils höchste Grenzspannung zugleich Funkenspannung ist. Die gestrichelten Kurven geben die bei Belichtung der Kathode mit ultraviolettem

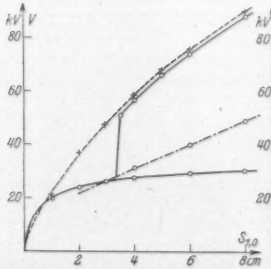


Fig. 13a. Anode 1 cm ⌀.

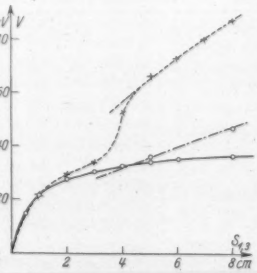


Fig. 13b. Anode 1,3 cm ⌀.

Licht erreichten Glimmgrenz- bzw. Funkenspannungen wieder.

Aus diesen Figuren geht hervor, daß die durch die Belichtung bewirkte Funkenspannung für korrodierte Kathoden vom Anodendurchmesser abhängig ist (Fig. 12). Abgesehen von Feldstörungen durch ungenügende Definition des Feldes wird die erhöhende Lichtwirkung auf die Funkenspannung durch Polieren der Kathode immer günstiger. Die erzwungene Glimmgrenzspannung wird durch Polieren der Kathode sogar unabhängig vom Anodendurchmesser (Fig. 13 und 14).

IX. Die Abhängigkeit der Belichtungseffekte vom Elektrodendurchmesser *D*.

Wieder ausgehend von kleinen Schlagweiten, beobachtet man zunächst für den Schlagweitenbereich der Spannungserniedrigung bei konstanter Lichtintensität die Unabhängigkeit der Erniedrigung vom Elektrodendurchmesser bis zur Toepler-Knickstelle im Verlauf der Anfangsspannung, wie Fig. 15 für Kugelfunkenstrecken bis zu Elektrodendurchmessern von $D = 15$ cm zeigt. Auch diese Erscheinung zeigt die Richtigkeit des Toeplerschen Befundes (16, 17), daß sich unterhalb aller Knickstellen die Funkenbildung nach einem für alle Elektrodengrößen einheitlichen Mechanismus vollzieht.

Für größere Schlagweiten, als sie dem Existenzbereich der Spannungserniedrigung zukommen, zeigen die Fig. 16–18 die Abhängigkeit der erhöhenden Lichtwirkung von der Elektrodengröße der Übersichtlichkeit halber nur für die Anordnung Kugel gegen Platte, da in diesem Falle Verarmungserscheinungen durch gegenseitige Behinderung zweier Entladungsanteile mangels kathodischer Entladung nicht vorkommen.

In der Darstellung des Spannungs-Anodendurchmesser-Diagramms mit der Schlagweite als Parameter sitzt auf den Kurven der Anfangsspannung als den niedrigsten buckelähnlich die Kurve der Glimmgrenzspannung auf. Auch in dieser Darstellung ist die jeweils höchste Grenzspannung zugleich Funkenspannung. Ohne Kathodenbelichtung besitzt die Glimmgrenze nach der Seite großer Anodendurchmesser einen Knick, um jäh bis zu einem Minimum abzustürzen. Dieses Minimum wird von der Grenze der statischen positiven Büschelentladung gebildet, die

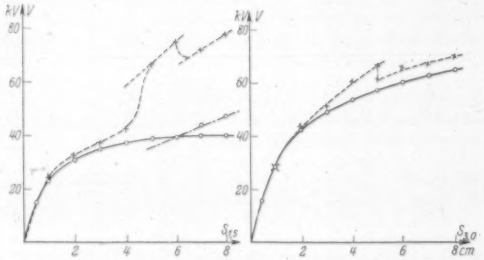


Fig. 13c. Anode 1,5 cm ⌀. Fig. 13d. Anode 3 cm ⌀.

Kugelanode gegen Plattenkathode ohne Käfig, Kathode blank geputzt.

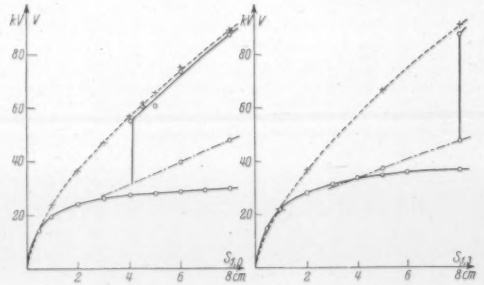


Fig. 14a. Anode 1 cm ⌀. Fig. 14b. Anode 1,3 ⌀.

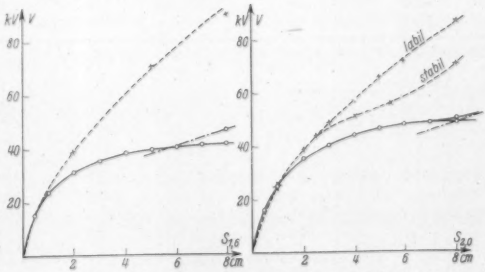


Fig. 14c. Anode 1,6 cm ⌀. Fig. 14d. Anode 2 cm ⌀.

Kugelanode gegen Plattenkathode mit Käfig, Kathode blank geputzt.

fast unabhängig vom Elektrodendurchmesser ist und beispielsweise für die Schlagweite $s = 5$ cm etwa 35,5 kV, für $s = 8$ cm etwa 46 kV beträgt. Die Funkenspannung folgt dieser Büschelgrenzspannung, um sich für große Elektrodendurchmesser der Anfangsspannung anzuschmiegen.

Für Schlagweiten und Elektrodendurchmesser, bei denen Glimmen freiwillig, also ohne Fremderregung existenzfähig ist, ist die positive Stielbüschelentladung und ihre Grenze auch vorhanden, nur muß man, um sie zu bekommen, vorerst die sehr hohe Glimmgrenzspannung überschreiten und eine kleine Elektrodenkapazität verwenden, um nicht sofort Büschelbogen zu erhalten. (In Fig. 17 von I über III nach IV.)

Trägt man nun noch die zwar recht unsichere, aber doch stets vorhandene Spannungsgrenze ein, bei welcher die positive Stoßbüschel-

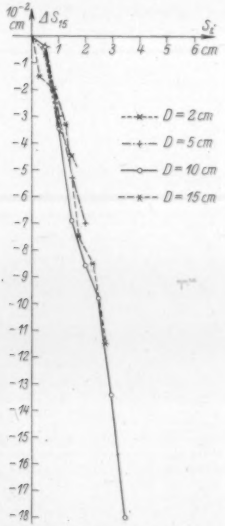


Fig. 15

entladung verklingt und in reines Glimmen übergeht, wie es bei größeren Schlagweiten der Fall ist, ergibt sich nach Fig. 17 überraschend, daß diese Pulsationsgrenze die Grenze der statischen Büschelentladung gerade bei der Absturzstelle der Glimmgrenze trifft; das ist die Schlagweite, unterhalb welcher Glimmen nicht dauernd existenzfähig ist, und der Elektrodendurchmesser, oberhalb dessen Glimmen nur durch besondere Hilfsmittel wie Rost, Mull usw., bei blanken Anoden gar nicht, erzeugt werden kann.

Bei Belichtung wird dieses sich oberhalb der Anfangsspannung hinziehende Pulsationsgebiet, dessen Grenze sich mit zunehmender Schlagweite und Anodengröße von der Anfangsspannung entfernt, zum Existenzbereich der positiven Glimmentladung artändernd hinzugewonnen, wobei sich das Glimmgebiet noch nach großen Durchmessern ausdehnt. Das Minimum

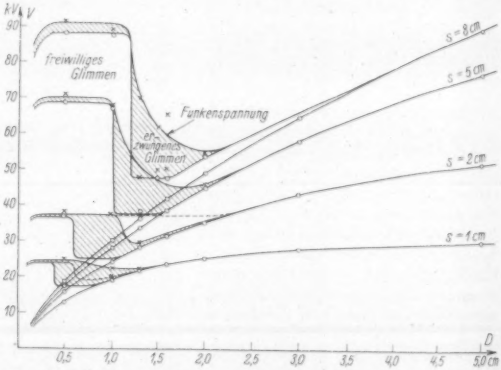


Fig. 16a. Anfangsspannung, freiwillige und erzwungene Glimmgrenze für verschiedene Anodengrößen bei korrodierter Kathode und ohne Käfig.

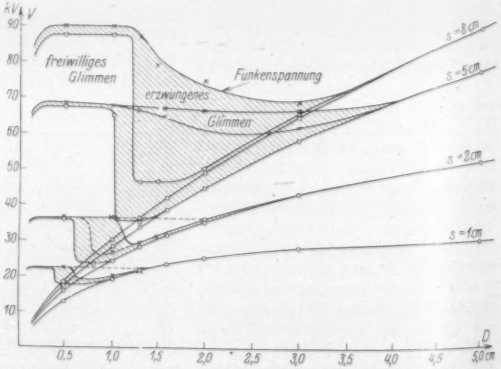


Fig. 16b. Anfangsspannung, freiwillige und erzwungene Glimmgrenze für verschiedene Anodengrößen bei blanker Kathode und ohne Käfig.

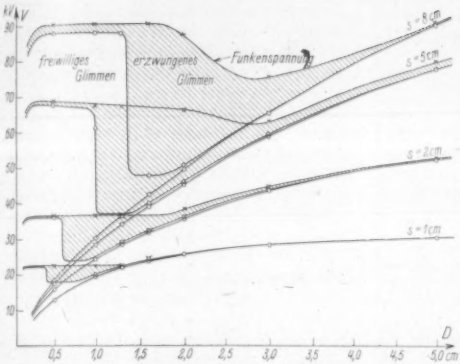


Fig. 16c. Anfangsspannung, freiwillige und erzwungene Glimmgrenze für verschiedene Anodengrößen bei blanker Kathode und mit Käfig.

In dieser Art der diagrammatischen Darstellung zeigt sich der Einfluß der Kathodenkorrosion auf die Bildung von Glimmen bei Belichtung am deutlichsten. Die Belichtung hebt die Glimmgrenze am schlechtesten bei korrodierter Kathode (Fig. 16a), besser bei geputzter (Fig. 16b), am besten, wenn durch Käfigung noch äußere Feldstörungen beseitigt werden (Fig. 16c).

Die Lage der Absturzstelle in der Glimmgrenzkurve wird durch die geschilderten Verbesserungen etwas nach großen Anodendurchmessern verschoben. Die Parameterdarstellung läßt ihr Vorhandensein bis zu allerkleinsten Anoden vermuten, falls der Spitzenwind als Begleiterscheinung der Entladung nicht das Glimmen begünstigt. Nach großen Anodendurchmessern hin nimmt die Schlagweite des Absturzes für blanke Anoden derart rasch zu, daß sie schon bei Kugelanoden von $D = 2$ cm über alle Maßen gewachsen ist und Glimmen bei größeren Anodendurchmessern praktisch niemals eintritt.

Fig. 18 zeigt noch einmal die ohne Belichtung der Kathode existierende freiwillige Glimmgrenze und die wahre, durch Belichtung erzwungene, für alle Anodendurchmesser gleiche Glimmgrenzspannung für alle Schlagweiten und Anodendurchmesser; die Werte der wahren Glimmgrenzspannung sind in Tabelle II angegeben.

der Funkenspannung hebt sich von der statischen positiven Büschelgrenzspannung ab bis zu Spannungswerten des Funkenausbruchs, die für jede Schlagweite vom Anodendurchmesser unabhängig sind. Auch für Anoden mit Funkenbildung an der Anfangsspannung ist bei Belichtung der Kathode der vollständige Durchbruch nur noch nach Überschreiten der Glimmgrenzspannung zu erzielen (Fig. 16a–c).

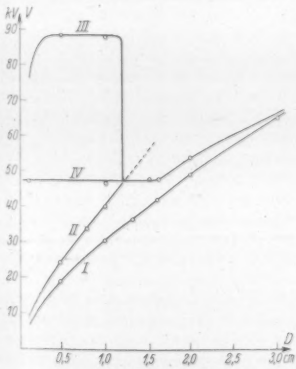


Fig. 17. Der Einfluß der Stoßentladung auf die Glimmgrenze ($s = 8$ cm).

I. Anfangsspannung.
II. Obere Stoßbüschelgrenze (abhängig vom Vorschaltwiderstand).
III. Glimmgrenze.
IV. Stielbüschelgrenze (die jeweils höchste Grenze ist Funkenspannung).

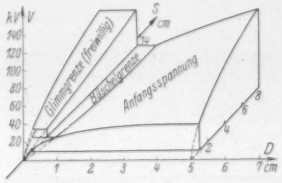


Fig. 18a. Die Grenzspannungen ohne Kathodenbelichtung.

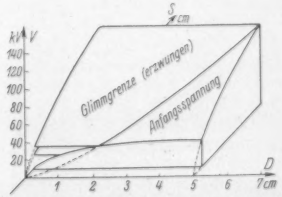


Fig. 18b. Die Grenzspannungen mit Kathodenbelichtung.

Tabelle II.

Die wahre, für alle Anodendurchmesser gleiche Glimmgrenze.

Schlagweite s in cm	Glimmgrenzspannung V in kV	Schlagweite s in cm	Glimmgrenzspannung V in kV
1	23,3	6	75,3
2	37,5	7	81,3
3	48,6	8	89,7
4	58,8	9	96,1
5	67,4	10	100,9

X. Zusammenfassung der hauptsächlichsten Meßergebnisse.

a) Für Kugelfunkenstrecken.

1. Bei kleinen Schlagweiten ist eine Erniedrigung der Funkenspannung durch ultraviolette Kathodenbestrahlung zu beobachten; sie kann bei allerkleinsten Schlagweiten durch die Verkürzung der Toeplerschen Vorgruppen und bei eingebrannten Funkenstrecken durch die Versteilung der Hauptgruppe des vollständigen Durchbruchs in eine Erhöhung der Funkenspannung umklappen, wenn als Meßschlagweite diejenige gewählt wird, bei welcher ebensoviel Treffer wie Versager auftreten.
2. Die Erniedrigung der Funkenspannung erreicht einen ersten Höchstwert bei der Schlagweite, welche der M. Toeplerschen Knickstelle im Verlauf der Anfangsspannung entspricht. Unterhalb dieser Stelle ist die Erniedrigung unabhängig von der Kathodenkorrosion und unabhängig vom Elektrodendurchmesser. Die Korrosion der Kathode verschiebt die Lage des Erniedrigungsextrems und der Knickstelle unter gleichzeitiger Verminderung der größten Lichtwirkung nach kleinen Schlagweiten, die einem Grenzwert zustreben.
3. Bei Vergrößerung der Schlagweite nimmt die Erniedrigung der Funkenspannung nach Überschreiten der Knickstelle wieder ab und kehrt sich in eine Erhöhung der Funkenspannung durch Belichtung um; dabei kann sich kurz nach der Toeplerschen Knickstelle ein zweites Erniedrigungsextrem ausbilden.
4. Oberhalb der Knickstelle, im Schlagweitenbereich der erhöhenden Lichtwirkung, wird bei Belichtung an der Kathode die Rückbildung einer dicken und langen Art von negativer Streifenentladung und ihr Ersetzen durch eine die gesamte Kathodenoberfläche bedeckende feine und kürzere, auch geräuschlosere Art beobachtet. Gleichzeitig damit findet an der Anode als zwangsläufige, sekundäre Erscheinung der Abbau von Stoßentladung (Büschel und Streifen), welche beim Überschreiten der Anfangsspannung auftritt, und Streifenentladung statt, welche unter starker artändernder Erhöhung der Funkenspannung durch positive Glimmentladung ersetzt werden, wenn jene in diesem Schlagweitenintervall ohne Belichtung, also freiwillig, nicht existenzfähig ist.
5. Bei noch größeren Schlagweiten, im Existenzbereich des freiwilligen positiven Glimmens, tritt bei Belichtung geringe wertändernde Erhöhung der Funkenspannung ein.
6. Es sind also mehrere Schlagweitenintervalle unterschiedlicher Belichtungswirkung vorhanden, welche das Vorhandensein entsprechender Intervalle verschiedener Funkenbildung verraten.
7. Die Lichtwirkungen sind am vollkommensten bei reinen und glatten Kathoden.

b) Für Kugelanode gegen Plattenkathode.

1. Bei kleinen Schlagweiten bis zur Toeplerschen Knickstelle wird eine Erniedrigung der Funkenspannung durch ultraviolette Kathodenbestrahlung beobachtet, welche bei größtem Bestrahlungserfolg etwa 5 Proz. der statischen Funkenspannung ausmacht.
2. Ohne ultraviolette Kathodenbestrahlung ist im Verlauf der Grenzspannung des positiven Glimmens eine Absturzstelle vorhanden. Unterhalb der zugehörigen Schlagweite und oberhalb des zugehörigen Anodendurchmessers ist ohne Kathodenbelichtung positives Glimmen nicht oder nicht dauernd existenzfähig. Die Absturzstelle fällt mit der Schlagweite und dem Anodendurchmesser zusammen, bei welchen die obere Grenze des Spannungsbereiches der Stoßentladung (dynamisch) auf die Grenzspannung der statischen positiven Stielbüschelentladung trifft. Für diese Absturzstelle im Verlauf der Glimmgrenzspannung ist ohne Kathodenbelichtung die Schlagweite schon bei dem Anodendurchmesser $D = 2$ cm ins Ungemessene gewachsen, d. h. ohne Kathodenbelichtung ist positives Glimmen für größere Anoden, wenn sie rein und glatt sind, nicht mehr zu erhalten.
3. Mit ultravioletter Kathodenbestrahlung kann zwischen der Toeplerschen Knickstelle in der Anfangsspannung und der genannten Absturzstelle in der Glimmgrenzspannung, also in dem Schlagweitenintervall, in dem Glimmen freiwillig nicht existenzfähig ist, an der Anode Glimmentladung artändernd erzwungen werden; dabei kann die Funkenspannung durch die Belichtung um 50 Proz. und mehr erhöht werden. Im freiwilligen Existenzbereich des positiven Glimmens veranlaßt die Kathodenbestrahlung nur eine Werterhöhung der Glimmgrenz- bzw. Funkenspannung von

wenigen Prozenten. Die Ursache für die Existenz des erzwungenen positiven Glimmens bzw. für die artändernde Erhöhung der Funkenspannung in diesem Schlagweitenintervall liegt im Verschwinden der positiven Stoßentladung, welche ohne Belichtung der Kathode beim Überschreiten der Anfangsspannung an der Anode auftritt.

4. Die durch die Belichtung hervorgerufene positive Glimmgrenzspannung ist unabhängig vom Anodendurchmesser, sofern die Kathode rein und blank ist. Die Oberflächenbeschaffenheit der Anode ist ohne Einfluß auf die Höhe der erreichbaren Glimmgrenzspannung. Die erhöhende Lichtwirkung auf die Funkenspannung kann durch Käfigung der Funkenstrecke wesentlich verbessert werden.
5. Die vom Anodendurchmesser unabhängige statische positive Büschelgrenzspannung ist bei der Stärke der benutzten Lichtquelle unabhängig von der Belichtung.

XI. Schlußbemerkung.

Was bei kleinen Schlagweiten unterhalb der M. Toeplerschen Knickstelle im Verlauf der Anfangsspannung durch die ultraviolette Kathodenbestrahlung bewirkt wird, ist aus der Spannungserniedrigung nicht zu erkennen. Für alle Schlagweitenintervalle oberhalb der Knickstelle zeigt sich, daß die positive und die negative Streifenentladung den vollständigen Durchbruch einleiten. Durch die Wirkung der ultravioletten Kathodenbelichtung verschwindet diejenige positive Entladungsform und wird diejenige negative Form bis zu höheren Spannungen existenzfähig, welche ohne Belichtung sofort nach ihrer Ausbildung in den Funken übergehen. Dadurch wird die Vorgeschichte der Funkenentladung, auch wenn sie in der Nähe der Anfangsspannung ausbricht, in einfacher Weise erkennbar.

Hervorzuheben ist noch die Tatsache, daß der Hallwachseffekt durch seine Photoelektronen allein nicht in der Lage ist, das Feld im Schlagraum so stark umzubauen, daß Erhöhungen der Funkenspannung im geschilderten Ausmaß eintreten. Der lichtelektrische Effekt gibt primär nur den Anstoß zur Ausbildung von negativen Leuchtfäden und Streifen. Erst diese verzerren das Feld und beeinflussen dadurch die Art des Elektrizitätsüberganges an der Anode.

Die schon angeführte Einsatzdauer der Lichtwirkung und umgekehrt ihre Hysterese weisen auf die Kompliziertheit der Vorgänge im Schlagraum hin. Bei großen Schlagweiten mit großer Erhöhung der Funkenspannung beansprucht der endgültige Feldumbau durch die Belichtung soviel Zeit, daß mitunter noch zwei bis drei Funken den durch die Lichtwirkung bereits gestörten Schlagraum bei einer nur wenig erhöhten Spannung überbrücken können, ehe die Belichtung vollen Erfolg hat; die Umbauzeit kann die Größenordnung von Sekunden erreichen. Vielleicht ist dies das einzige Hindernis für die technische Ausnutzung der immerhin beträchtlichen Sperrwirkung der ultravioletten Kathodenbelichtung oder anderer Erzeugungsarten negativer Ladungsträger an der Kathode auf den Durchgang der Elektrizität in Form von Funken durch Gase von Atmosphärendruck.

Zum Schluß sei es dem Verfasser gestattet, Herrn Prof. Dr. Max. Toepler für die Ermöglichung dieser Arbeit und ihre tatkräftige Förderung herzlichst zu danken.

XII. Literaturverzeichnis.

1) H. Hertz, Ann. d. Phys. **31**, 983, 1887.
2) O. Burawoy, Diss. Dresden; Arch. f. Elektrotechn. **16**, 186, 1926.
3) E. Warburg, Ann. d. Phys. **5**, 811, 1901.
4) J. Elster u. H. Geitel, Ann. d. Phys. **39**, 332, 1890.
5) E. Wiedemann, Ann. d. Phys. **20**, 767, 1883.
6) W. Lebedinsky, Journ. d. russ. phys.-chem. Ges., phys. Teil **40**, 67, 1908; **40**, 187, 1908; Ber. d. Phys. Ges. II, 109, 1908.
7) W. Lebedinsky, Journ. d. russ. phys.-chem. Ges., phys. Teil **41**, 211, 1909; Ber. d. Phys. Ges. II, 99, 1909.
8) M. Toepler, Hdb. d. Naturwiss. **4**, 416, 1913. G. Fischer, Jena 1913.
9) F. Trey, Phys. Zeitschr. **22**, 406, 1921.
10) K. Honda u. T. Nishi, Sc. Papers o. t. Inst. o. Phys. a. Chem. Res. Tokyo **7**, 888, 1928; Abstracts **1**, 82, 1928.
11) M. Toepler, Elektrotechn. Zeitschr. **51**, 777, 1930.
12) — Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 114, 1929 (Fig. 7b); **10**, 115, 1929 (Fig. 7c).
13) T. Terada, U. Nakaya, R. Yamamoto, Sc. Papers o. t. Inst. o. Phys. a. Chem. Res. Tokyo **15**, 196, 1931.
14) Th. Wulf, Phys. Zeitschr. **26**, 382, 1925.
15) M. Toepler, Ann. d. Phys. **2**, 612, 1900; **7**, 488, 1902; **10**, 733, 1903; Hdb. d. Naturwiss. **4**, 412, 1913. G. Fischer, Jena 1913. Elektrotechn. Zeitschr. **28**, 1025, 1907.
16) — Elektrotechn. Zeitschr. **53**, 1219, 1932.
17) — Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 386, 1932.
18) — Arch. f. Elektrotechn. **26**, 429, 1932.
19) — u. T. Sasaki, Arch. f. Elektrotechn. **26**, 111, 1932.
20) — Arch. f. Elektrotechn. **17**, 399, 1926.
21) — Habilitationsschr. Dresden 43, 79, 1900.
22) — Arch. f. Elektrotechn. **27**, 374, 1933.
23) McMillan u. E. Starr, Amer. Journ. o. Electr. Eng. **49**, 859, 1930.
24) J. Claußnitzer, Elektrotechn. Zeitschr. **54**, 911, 1933.
25) R. Strigel, Wiss. Veröff. d. Siemens-Konz. **11**, 52, 1932.
26) K. Honda, Sc. Papers o. t. Inst. o. Phys. a. Chem. Res. Tokyo **9**, 991, 1930; Abstracts **3**, 95, 1930.

(Eingegangen 11. August 1933.)

BESPRECHUNGEN.

G. Brion und V. Vieweg, Starkstrommeßtechnik. 458 S. Mit 530 Abb. Berlin 1933. Jul. Springer. Geb. RM 37.50.

Das Buch wendet sich in erster Linie an Ingenieure und technische Physiker in Elektrizitätswerken und Prüffeldern elektrischer Fabriken. Die ersten vier Kapitel bringen die allgemeine Meßtechnik, die elektrischen und magnetischen Meßverfahren und die gebräuchlichen Hilfsapparate. Während einzelne ausgewählte Kapitel aus der Schwachstrommeßtechnik recht ausführlich wiedergegeben sind, ist die Darstellung der für das Starkstromgebiet wichtigen Meßwandler recht knapp. — Das größte Interesse dürften die Kapitel über Hochspannungsmessungen und über Messungen an elektrischen Maschinen und Transformatoren finden, weil ein großer Teil der hier beschriebenen Verfahren erst in jüngster Zeit Allgemeingut der Technik geworden ist. Die Einheitlichkeit der Darstellung ist von den beiden Herausgebern und ihren sechs Mitarbeitern (F. Hillebrand, R. Jäger, M. Schenkel, K. Schmiedel, W. Steimhaus, R. Vieweg) nach Möglichkeit gewahrt worden, wenn auch hier und da die Ergänzung nicht gelungen ist.

O. Werner.

Einleitung in die Altertumswissenschaft. Herausgegeben von A. Gercke und E. Norden. II. Bd. 5. Heft. A. Rehm und K. Vogel, Exakte Wissenschaften. Gr.-8°. 78 S. 1 Fig. 4. Aufl. Leipzig 1933. B. G. Teubner. RM 3.40.

In der Gercke-Nordenschen umfassenden „Einleitung in die Altertumswissenschaft" ist der vortreffliche aber sehr knappe Abschnitt „Exakte Wissenschaften und Medizin" aus der Feder des verstorbenen I. L. Heiberg für die neue Auflage des Werkes durch einen Bericht von A. Rehm und K. Vogel ersetzt worden, dessen Umfang gegen die Heibergsche Studie aufs doppelte angewachsen ist und der durch die neue Gruppierung des Inhalts die allgemeine Bedeutung des Themas wesentlich stärker hervortreten läßt.

Wir brauchen solche Darstellungen; sind wir doch noch lange nicht über die Zeiten hinweg, da so mancher Fachphysiker die Entwicklung seiner Wissenschaft von den Ioniern bis zu Kopernikus — oder noch wesentlich weiter — ohne viel Aufhebens auf die eine mythische Ebene der Vorzeit projizierte und wenig Notiz nahm von dem erstaunlichen Entfaltungsprozeß in jener Ära, der den Grund legte zu unserem Stande der Wissenschaft.

Die Förderung, die man bei der Lektüre gerade dieser Abhandlung erfährt, sehe ich vor allem darin, daß in wohlabgewogenem Verhältnis einerseits die gesicherten Tatbestände sehr klar gebracht werden, anderseits die vielen Fragen, die sich heute in der historischen Forschung erheben, deutlich herausgestellt und so eingehend besprochen werden, daß man vom Stand ihrer Beantwortung ein deutliches Bild erhält.

Abgehandelt werden die Gebiete: Erdkunde, Meteorologie, Astronomie, Mathematik, Technik, Zoologie, Botanik, Medizin im griechisch-römischen Altertum, d. h. von Thales bis zum Ausgang der römischen Kaiserzeit; der Mathematik und Physik ist ein verhältnismäßig breiter Raum gewährt. — Die Ausstattung des Heftes ist würdig.

Paul Hahn.

O. Veblen, Projektive Relativitätstheorie (Ergebnisse der Mathematik und ihrer Grenzgebiete, 2. Band, Heft 1). Berlin 1933. Jul. Springer. RM 8.—.

Das Problem einer Gravitationstheorie und Elektrodynamik organisch zusammenfassenden „einheitlichen Feldtheorie" ist in den letzten 15 Jahren nicht zur Ruhe gekommen. Man wird daher dem Verfasser dieses Artikels sehr dankbar dafür sein, daß er noch durchaus überschaubar auf siebzig Seiten eine Formulierung der Theorie dargestellt hat, gegen welche die aus der Fülle rasch veraltender Arbeiten überlebenden Ansätze nach seinen eigenen Worten heute zu konvergieren scheinen. Er kann sich dabei im wesentlichen auf seine eigenen Arbeiten stützen, die das Problem von vornherein im Rahmen der verallgemeinerten projektiven Geometrie zu lösen suchten; zugleich findet er engen Anschluß an die von Kaluza und Klein vorgeschlagene fünfdimensionale Fassung der Feldtheorie und die von dieser Gedankenrichtung beeinflußte neueste Theorie von Einstein und Mayer. Die Hoffnung, aus dem neuen Formalismus prinzipiell neue Eigenschaften physikalischer Objekte zu erfahren wird freilich nicht befriedigt; vielmehr bleibt es bei einer bloß formalen Vereinigung der beiden Grundgebiete. Es wäre daher vielleicht nicht allzu verwunderlich, wenn dieser Artikel trotz seiner klaren und schönen Darstellungsweise mehr Leser unter den Mathematikern als unter den Physikern fände.

C. F. v. Weizsäcker.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule München Dr.-Ing. Karl Zeile für Chemie und Dr.-Ing. Adolf Stern für physikalische Chemie.

Ernannt: Der ord. Professor der chemischen Technologie an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Ernst Berl in gleicher Eigenschaft an das Carnegie Institute of Technology Pittsbourgh, der a. o. Professor der anorganischen Chemie an der Universität Göttingen Dr. Gerhart Jander zum kommissarischen Direktor des Kaiser-Wilhelm-Institutes für Physikalische Chemie und Elektrochemie in Berlin-Dahlem, der ord. Professor der angewandten Mathematik an der Universität Berlin Dr. techn. Edler Richard von Mises zum Direktor des mathematischen Instituts an der Universität Istanbul, der a. o. Professor an der Universität Freiburg i. B. Dr. Eduard Zintl zum ord. Professor für Chemie an der Technischen Hochschule Darmstadt.

Ehrung: Der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität München Geh. Hofrat Dr. Arnold Sommerfeld wurde zum Ehrenmitglied der Physical Society of London gewählt.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für theoretische Physik an der Universität Breslau Dr. Fritz Reiche; Professor Dr. Rudolf Straubel, Mitglied des Kuratoriums der Physikalisch-technischen Reichsanstalt, von seinen Ämtern als Mitglied der Geschäftsleitung der Firmen Carl Zeiss und Jenaer Glaswerke Schott & Genossen in Jena.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.